PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1911. Redaktionsschluß für No. 11 am 18. Mai 1911. 12. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. Fajans, Über die komplexe Natur von Radium *C*. S. 369.

O. v. Baeyer, O. Hahn u. L. Meitner, Nachweis von β-Strahlen bei Radium *D*. S. 378.

F. Kock, Apparat zur Aufnahme und Demonstration von Resonanzkurven. S. 379.

M. Levitsky, Eine neue Form des geschlossenen Resonators zur Messung der Dämpfung kurzer elektrischer Wellen. S. 386.

Chr. Fleiß, Untersuchungen über die Reibung beim Schreiben in Ruß. S. 391.

K. Fredenhagen, Die Abgabe negativer Elektronen von erhitztem Kalium und Natrium und die Leitfähigkeit der Dämpfe dieser Metalle. S. 398.

E. Wertheimer, Die Plancksche Konstante h und der Ausdruck $h\nu$. S. 408.

P. Ehrenfest, Zu Herrn v. Ignatowskys Behandlung der Bornschen Starrheitsdefinition. II. S. 413.

W. v. Ignatowsky, Zum Ehrenfestschen Paradoxon. S. 414.

Besprechungen:

J. Finger, Elemente der reinen Mechanik. S. 415.

R. Abegg u. O. Sackur, Physikalisch-chemische Rechenaufgaben. S. 416.

E. Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik. S. 416.

Tagesereignisse. S. 416.

Personalien. S. 416.

Gesuche. S. 416.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die komplexe Natur von Radium *C*.

Von Kasimir Fajans.

Einleitung.

O. Hahn und L. Meitner[1]) haben nachgewiesen, daß man aus reinem *RaC* durch die Methode des radioaktiven Rückstoßes Aktivitäten erhalten kann, die schneller zerfallen als irgendein damals bekanntes Element der Radiumfamilie. Sie schlossen daraus, daß zwischen *RaB* und *RaD* nicht wie bis dahin angenommen wurde, nur das eine Element *RaC* mit der Periode 19,5 min[2]) existiert, sondern, daß wenigstens zwei Elemente vorhanden sind: RaC_1 mit 19,5 min und das ihm folgende RaC_2 mit 1 min bis 2,5 min Halbierungszeit. Da der anfängliche Abfall der erhaltenen Aktivitäten schneller zu sein schien in den Versuchen, wo die Aktivitätsmessungen eine sehr kurze Zeit nach Unterbrechung der Exposition begonnen wurde, als in denen, wo die auszuführenden Operationen eine etwas längere Zeit bedurften (bei Exposition im Vakuum), schien es den Autoren als nicht unwahrscheinlich, daß auch RaC_2 komplex sei und sich aus einem Element von wenigen Sekunden und einem von ca. 2 min bis 2,5 min Halbierungszeit zusammensetzt. Bei der Annahme dreier Elemente erweist sich die in den meisten Fällen bestätigte Hypothese, daß mit einem einfachen radioaktiven Zerfall eine einheitliche, nicht komplexe Strahlung verbunden ist, auch für den Fall von *RaC* als richtig. Dessen Strahlung setzt sich ja zusammen aus einer α-Strahlung, einer komplexen β-Strahlung, die sich nach H. W. Schmidt[1]) in zwei nach einem einfachen Exponentialgesetz absorbierte Strahlungen (rechnerisch) zerlegen läßt; dazu kommt noch eine γ-Strahlung.

Was die Verteilung dieser Strahlungen auf die drei angenommenen Elemente betrifft, so schließen Hahn und Meitner aus der Tatsache, daß sich durch die Rückstoßmethode aus RaC_1 von RaC_2 nur Mengen erhalten lassen, deren Aktivität 10^5 mal kleiner ist als die Ausgangsaktivität, daß das RaC_1 β-Strahlen gibt: denn in den bis dahin untersuchten Fällen erhielt man durch Rückstoß im Falle einer Umwandlung, die mit α-Strahlen verbunden ist, Mengen von derselben Größenordnung wie die Ausgangsmengen, während im Falle eines Rückstoßes bei Aussendung von β-Strahlen die Wirkungen viel kleiner sind[2]). Kommt dem RaC_1 eine einfache β-Strahlung zu, so verteilt sich die α-Strahlung und die andere β-Strahlung auf die Elemente RaC_2 und RaC_3. Welchem Element die γ-Strahlung zukommt, bleibt dabei unentschieden.

Es ist aber Hahn und Meitner nicht gelungen, obige Schlüsse experimentell zu prüfen, da die ihnen zur Verfügung stehenden Radiummengen nicht genügend waren, um aus ihnen Mengen von RaC_2 erhalten zu können, an denen sich Absorptionsversuche ausführen ließen.

Es erschien deshalb als wünschenswert, die

1) Diese Zeitschr. **10**, 697, 1909.

2) Ich gebe hier den Wert von v. Lerch an, da ich ihn auf Grund meiner Messungen als richtiger als den von Hahn und Meitner angegebenen Bronsonschen Wert von 19 min halte.

1) Diese Zeitschr. **7**, 764, 1906.

2) Vergl. O. Hahn, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **7**, 296, 1910.

Versuche mit größeren Radiummengen auszuführen, um genauer die Periode der in Betracht kommenden kurzlebigen Elemente zu bestimmen und die Verteilung der komplexen Strahlung des *RaC* als Ganzes auf seine Bestandteile zu untersuchen.

Dank der Anregung des Herrn Prof. Rutherford und der außerordentlichen Liebenswürdigkeit, mit welcher mir von ihm größere Mengen von aktivem Niederschlag der Radiumemanation zur Verfügung gestellt wurden, war es mir möglich, die Frage zu untersuchen, und im folgendem sind die Resultate meiner Versuche wiedergegeben.

Ich will vorausschicken, daß ich die experimentellen Resultate von Hahn und Meitner in dem Punkte bestätigen konnte, daß ich mit Sicherheit durch Rückstoß ein kurzlebiges Element erhielt, dessen Halbierungszeit 1,4 min ist. Sichere Anzeichen für die Existenz eines dritten Elementes im *RaC* von einigen Sekunden Halbierungszeit habe ich nicht bemerken können. Auch die obigen theoretischen Schlüsse von Hahn und Meitner, betreffend die Verteilung der Strahlung, obwohl sie als sehr wahrscheinlich erscheinen mußten, haben sich gegen Erwartung als unrichtig herausgestellt. Ich stieß dabei auf Widersprüche, die sich nur durch die Annahme einer gleichzeitigen Zersetzung des RaC_1 nach zwei Richtungen haben beseitigen lassen.

Im folgenden wird das Element von 19,5 min Halbierungszeit als RaC_1 bezeichnet, das 1,4 min Produkt als RaC_2. Wo einfach von *RaC* die Rede ist, sind damit beide Produkte im Gleichgewicht verstanden. Der Abfall dieser Produkte zusammen erfolgt natürlich auch mit der Periode von 19,5 min.

Versuchsanordnung.

In allen hier zu beschreibenden Versuchen wurde der Rückstoß unter Atmosphärendruck mit Benutzung eines elektrischen Feldes von 100 Volt ausgeführt. Die sammelnde Platte war negativ geladen. Als Quelle der Rückstoßstrahlung wurde in den meisten Fällen das nach der Methode von v. Lerch[1]) auf Nickelplatten abgeschiedene *RaC* benutzt. Radiumemanation wurde in Glasröhren mehrere Stunden belassen, so daß sich der aktive Niederschlag auf den Wänden ansammelt. Nach Entfernung der Emanation aus der Röhre wurde das Rohr zweimal mit absolutem Alkohol ausgewaschen, was vollkommen genügte, um die den Wänden eventuell noch anhaftende Emanation zu entfernen. Dann wurde der aktive Beschlag mit heißer konzentrierter Salzsäure weggelöst. Bevor die Nickelplatte, deren eine Seite mit leicht zu entfernendem Lack überzogen war, in die verdünnte salzsaure Lösung getaucht wurde, ließ man wenigstens eine Stunde verstreichen, damit die Menge des *RaA* unter 10^{-6} der anfänglichen falle. Andernfalls setzt sich auch das *RaA* auf der Nickelplatte ab und man erhält durch Rückschlag *RaB*, welches auf die Übersichtlichkeit der Resultate, wie später gezeigt wird, störend wirkt. Das Verdünnen der Säurelösung ist nötig, da sie sonst das Metall zu stark angreift, wodurch die Rückstoßwirkung vermindert wird. Außerdem ist besonders Sorge zu tragen, daß sich die Nickelplatte nicht oxydiert, denn die Oxydschicht scheint die Rückstoßstrahlung stark zu hemmen[1]). Die Nickelplatte wurde gegen 10 min in der nahe zum Siedepunkte erhitzten Lösung schnell bewegt. Die Platte wurde dann mit Wasser, Alkohol und Äther gewaschen und getrocknet. Das auf diese Weise erhaltene *RaC* war ganz rein, jedenfalls betrug eine eventuelle Beimengung von *RaB* weniger als 0,5 Promille. Nachdem das *RaC* durch seine γ-Strahlung mit einem Radiumpräparat von bekanntem Gehalt verglichen war, wurde mit ihm der Rückstoßversuch in gewohnter Weise ausgeführt. Der Abstand zwischen der Nickel- und der den Rückstoß sammelnden Platte betrug 0,5 mm. Die Expositionszeit variierte zwischen $1' - 15'$. Die Messungen der erhaltenen Aktivitäten wurden mit Hilfe eines kubischen Elektroskopes von 20 cm Kantenlänge vom Typus der β-Strahlenelektroskope ausgeführt. Der kreisförmige Ausschnitt im Boden war durch eine 0,0025 mm dicke Aluminiumfolie zugeklebt; es war also möglich, Messungen sowohl an α- als auch unter Abschirmung dieser an β-Strahlen zu machen. Des öfteren bediente ich mich zur Registrierung der Beobachtungen eines Chronographen, auf dessen bewegtem Papierstreifen der Durchgang des Goldblättchens durch jeden Teilstrich der Skala elektromagnetisch notiert werden konnte.

Abfall der Gesamtaktivität.

Die folgende Fig. 1 gibt das allgemeine Bild des Abfalles der auf diese Weise erhaltenen Aktivitäten, wenn diese ohne Abschirmung der α-Strahlen gemessen wurden. Als Ordinaten sind die Logarithmen der Aktivität in willkürlichem Maße, als Abszissen die Zeit in Minuten gewählt. Kurve *a* und *b* entsprechen einer kurzen Exposition (3′ bezw. 1′), während Kurve *c* einer Exposition von 15 min entspricht.

1) Ann. d. Phys. (4) **20**, 345, 1906.

1) An der Berührungsstelle von Lösung, Metall und Luft wird die Platte immer oxydiert.

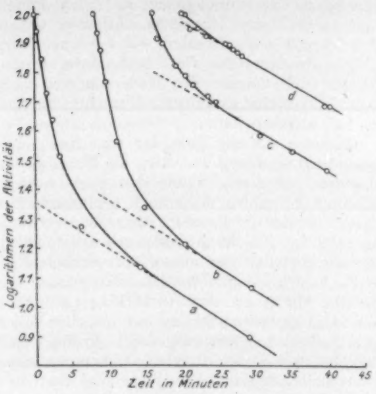


Fig. 1. Abfall der Gesamtaktivität.

Man erkennt sogleich, daß in beiden Fällen der Abfall in den ersten Minuten ein sehr schneller ist, während er später viel langsamer wird. Die nähere Analyse dieses langsameren Abfalles ergibt, daß er nach einem einfachen Exponentialgesetz erfolgt, mit der Halbierungszeit von 19,5 min, die für das *RaC* als Ganzes charakteristisch ist. Die Endstücke der Kurven sind in unserer Zeichnung gerade Linien. Diese Erscheinung, welche auch von Hahn und Meitner erwähnt wird, kehrte in allen Versuchen wieder. Je nach der Zeit der Exposition konnte ich aber größere oder kleinere Mengen von dem langlebigen Element erhalten. Man erkennt ohne weiteres, daß im Falle der Kurve *c*, wo die Exposition viel länger als in den beiden anderen Fällen gedauert hat, dieses langsamer abfallende Element einen viel größeren Anteil an der Gesamtaktivität hat, als in jenen zwei Fällen.

Identifizierung des langsam abfallenden Produktes mit *RaC*.

Die Untersuchung der Absorbierbarkeit der Strahlung, deren Abfall mit der Halbierungszeit von 19,5 min durch das geradlinige Endstück der Kurven der Fig. 1 wiedergegeben ist, zeigte, daß sie identisch ist mit der Absorbierbarkeit der Strahlung des *RaC*, wie es sich z. B. auf Nickel abscheidet. Nachdem das kurzlebige Produkt praktisch vollständig abgefallen ist, wurden die durch Rückstoß erhaltenen Aktivitäten mit und ohne Schirme gemessen. Setzt man die ohne Schirme erhaltene Ionisation also 100, so erhält man bei Benutzung von Zinnfolien folgende Aktivitäten:

	RaC auf Nickel	Das beim Rückstoß erhaltene 19,5-min-Produkt
Ohne Zinn .	100	100
1 Zinnfolie .	38	36; 38
2 Zinnfolien .	8,9	9,1

Dies langlebige Produkt stimmt also in bezug auf Periode und Absorbierbarkeit mit *RaC* als Ganzes überein, muß daher mit diesem als identisch angesehen werden. Die Ionisation der von ihm hervorgehenden Strahlung ist also hauptsächlich den α-Strahlen zuzuschreiben und sollte auf 1 Proz. zurückgehen, wenn letztere vollständig absorbiert und nur β-Strahlen gemessen werden.

Periode des RaC_2 und Charakter seiner Strahlung.

Bei Benutzung von 3 Zinnfolien oder 0,06 mm dicker Aluminiumbleche kamen nur noch β-Strahlen zur Messung. Abfallsmessungen der durch Rückstoß erhaltenen Aktivitäten unter Einschaltung dieser Filterdicken sind in Fig. 2 (*a*, *b*, *c*, *d*) wiedergegeben. Abszissen und Ordinaten haben hier dieselbe Bedeutung wie in Fig. 1.

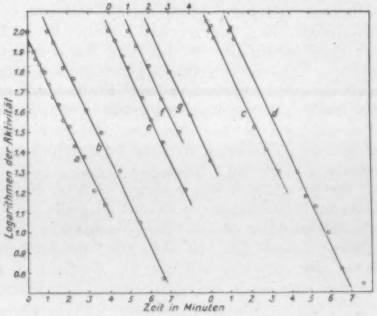


Fig. 2. Abfall des RaC_2.

Wie ersichtlich ist hier der langsame Endabfall der früher gewonnenen Kurven ganz verschwunden und man erhält also nach einem einfachen Exponentialgesetz sehr schnell abfallende β-Strahlenaktivitäten. Das kurzlebige RaC_2 sendet also jedenfalls β-Strahlen aus. Die aus etwa 20 derartigen logarithmischen Kurven sich ergebende Halbierungszeit des RaC_2 schwankte in engen Grenzen. Der wahrscheinlichste Wert berechnet sich aus den sechs der besten Versuche zu $1{,}37 \pm 0{,}02$ min.

Wenden wir uns nun jetzt den Kurven der Fig. 1 zu. Wie gezeigt wurde, entspricht der

Endabfall dem *RaC* und die Aktivität rührt hier hauptsächlich von den α-Strahlen her. Der schnelle Abfall am Anfang ist dem RaC_2 zuzuschreiben. Nun sendet dieses, wie weiter bewiesen wird, nur β-Strahlen aus und keine α-Strahlen. Daraus kann man schließen, daß das am Ende hervortretende 19,5-min-Produkt nicht durch Zerfall von RaC_2 hervorgehen konnte, denn seine α-Strahlenaktivität war selbst bei langer Exposition höchstens von der Größenordnung der β-Strahlenaktivität des RaC_2. Andernfalls, wenn das α-Strahlenprodukt aus RaC_2 entstehen würde, müßte man eine etwa hundertmal so große α-Aktivität erwarten. Da dies nicht der Fall ist, so bleibt nur die Annahme übrig, daß das 19,5-min-Produkt von Beginn der Messung vorhanden war. Will man deshalb Schlüsse betreffend das RaC_2 aus Kurven von der Art der in der Fig. 1 gegebenen ziehen, so müssen die logarithmischen Endstücke bis zur Zeit 0 verlängert werden und dem RaC_2 nur die Differenzen der für gleiche Zeitpunkte experimentell gefundenen und den durch Extrapolation für *RaC* gewonnenen Werten der Ionisation zugeschrieben werden. In Fig. 2 sind in *e*, *f*, *g* die Logarithmen der auf diese Weise für das RaC_2 aus drei derartigen Versuchen berechneten Aktivitäten gegen die Zeit eingetragen. Man erhält auch hier gerade Linien, die auch zur Bestimmung der Periode des RaC_2 dienen können. Auf diese Weise ergibt sich aus fünf zuverlässigsten Versuchen die Halbierungszeit des RaC_2 zu $1{,}39 + 0{,}02$ min, was in sehr guter Übereinstimmung mit dem aus direkten Versuchen durch Messung mit nur β-Strahlen resultierenden Wert 1,37 steht.

Im Mittel ergibt sich 1,38 min und für die radioaktive Zerfallskonstante des RaC_2 0,0084 sec^{-1}. Ich möchte aber diesem Wert doch nicht eine größere Genauigkeit als 0,05 min zuschreiben, denn eine gewisse Willkür im Zeichnen der Kurven war auch bei den besten Versuchen, wegen des so schnellen Abfalles und meistens geringen Aktivitäten, nur schwer zu vermeiden. Da in den im ganzem ausgeführten ca. 50 Versuchen, gleichviel ob der Abfall durch die Gesamtstrahlung oder nur durch β-Strahlen gemessen wurde, der höchste erhaltene Wert der Halbierungszeit des RaC_2 1,45 min war, muß ich die in der Arbeit von Hahn und Meitner vorkommenden Werte von 2,5 min der Unsicherheit der Versuche bei den ihnen zur Verfügung stehenden geringen *RaC*-Mengen zuschreiben. Es läßt sich dann aber auch nicht aus ihren Beobachtungen, die für die Halbierungszeit Werte zwischen 1 min und 2,5 min ergaben, schließen, daß das RaC_2 aus einem Produkt von über 2 min und einem von wenigen Sekunden Halbierungszeit zusammengesetzt sei. Ich konnte auch nicht beim schnellsten Arbeiten sichere Anzeichen für die Existenz eines solchen kurzlebigen Produktes im *RaC* beobachten, woraus ich als obere Grenze der Halbierungszeit eines eventuell vorhandenen dritten Elementes im *RaC* — ca. 10″ angeben kann.

Wenden wir uns jetzt der vom RaC_2 ausgesandten Strahlung zu. Um die Frage zu entscheiden, ob RaC_2 außer den oben nachgewiesenen β-Strahlen nicht auch α-Strahlen emittiert, wurden folgende Absorptionsversuche ausgeführt. Bei diesen mußte selbstverständlich die Absorbabilität des immer vorhandenen *RaC* in Rechnung gezogen werden. Es wurden für dieselbe Platte, die den Rückschlag gesammelt hat, Messungen abwechselnd mit und ohne Folien so schnell wie möglich ausgeführt. In Fig. 3 sind durch *a* und *d* die direkten Messungen ohne Filter bezw. mit Einschaltung von zwei Zinnfolien wiedergegeben. Als Ordinaten sind die Logarithmen der Aktivität, ausgedrückt in Skalenteilen pro Minute, als Abszissen die Zeit eingetragen.

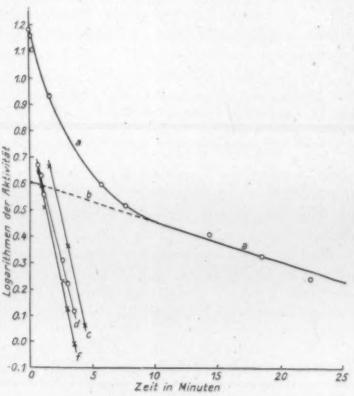


Fig. 3. Absorptionsversuch an $Ra\,C_2$.

Kurve *a* entspricht dem Abfalle der Aktivität ohne Einschaltung von Folien, *b* ist das zurückextrapolierte logarithmische Endstück, das vom *RaC* herrührt. Als Differenz der sich entsprechenden Aktivitäten von *a* und *b* erhält man auf Logarithmenpapier die Gerade *c*, die den Abfall des RaC_2 ohne Filter darstellt (Halbierungszeit 1,4 min). Die schwach gekrümmte Kurve *d* stellt, wie erwähnt, den beobachteten Abfall der Ionisation dar unter Einschaltung der zwei oben erwähnten Zinnfolien. Da von der

Strahlung des *RaC*, wie experimentell gefunden wurde, diese zwei Folien 9 Proz. durchlassen, muß man jeden Wert der Kurve *d* um 9 Proz. der entsprechenden Werte der Ionisation auf dem extrapolierten logarithmischen Endstück *b* vermindern, um die richtigen dem RaC_2 zukommenden Ionisationen zu erhalten. Man bekommt dann die Gerade *f* (wiederum eine Halbierungszeit von 1,4 min). Vergleicht man endlich die sich für gleiche Zeiten entsprechenden Ionisationen auf *c* und *f*, so zeigt sich, daß durch zwei Zinnfolien von der Gesamtstrahlung des RaC_2 58 Proz. durchgelassen werden. In gleicher Weise wurden Versuche mit einer Zinnfolie und mit Aluminiumfiltern ausgeführt. Folgende Tabelle gibt die Resultate wieder. Zum Vergleich sind die Absorptionsverhältnisse des *RaC* als Ganzes bei Benutzung derselben absorbierenden Substanzen angegeben. Die für RaC_2 gewonnenen Zahlen sind wegen der Schwierigkeit der Versuche auf einige Prozente unsicher.

	RaC	RaC_2
Ohne Schirme	100,0	100
1 Zinnfolie	38,2	84
2 Zinnfolien	9,1	58
0,0130 mm Aluminium .	33,3	95
0,0608 mm Aluminium .	1,21	85

Man erkennt sofort, daß im RaC_2 keine α-Strahlen vorliegen können, denn während z. B. bei Benutzung von 0,0608 mm Aluminium beim *RaC*, welches sowohl α- als β-Strahlen aussendet, die Gesamtaktivität auf 1 Proz. zurückgeht, beträgt sie im Falle des RaC_2 noch 85 Proz. Es ist also als sicher zu betrachten, daß das RaC_2 nur β-Strahlen aussendet.

Absorbierbarkeit der β-Strahlung des RaC_2.

Es war nun die Frage nach der Absorbierbarkeit dieser β-Strahlen von großem Interesse. Bekanntlich werden die β-Strahlen des ganzen *RaC* nicht nach einem einfachen Gesetz von der Form $J_d = J_0 e^{-\lambda d}$, wo *d* die Dicke der absorbierenden Schicht, λ eine für die gegebene Strahlung und das Absorptionsmaterial charakteristische Konstante ist, absorbiert. H. W. Schmidt (l. c.) hat vielmehr gezeigt, daß sich diese Strahlung in zwei zerlegen läßt, eine weiche und eine härtere, von welchen jede nach obigem Gesetz absorbiert wird; er gab für die λ die Werte 53 cm^{-1} und 13 cm^{-1} für Aluminium an. Es war ja diese Tatsache der komplexen Natur der β-Strahlung des *RaC*, welche Hahn und Meitner annehmen ließ, daß das *RaC* keine einfache Substanz ist und welche zur Entdeckung des RaC_2 führte.

Bei der Ausführung dieser Absorptionsversuche habe ich hauptsächlich darauf Wert gelegt, unter möglichst identischen Bedingungen die Absorption der β-Strahlen des *RaC* (Periode 19,5 min) mit der der β-Strahlen des RaC_2 zu vergleichen. Die störende Wirkung der α-Strahlen des *RaC* wurde dadurch ausgeschaltet, daß alle Messungen mit dickeren Filtern mit den Messungen durch ein Aluminiumblatt von 0,0640 mm Dicke, das alle α-Strahlen absorbierte, verglichen wurden. Das hatte auch den Vorteil, daß im Falle des RaC_2 bei Benutzung dieser Filterdicke, wie oben erwähnt, reine logarithmische Kurven erhalten wurden. In Fig. 2 geben *c* und *d* einen derartigen Versuch wieder. *d* entspricht dem Abfall der Ionisation mit 0,0640 mm Aluminium, *c* mit 0,250 mm Aluminium für dieselbe Platte. Vergleicht man die Ionisation in beiden Fällen für einen beliebigen Zeitpunkt, so erkennt man, daß durch 0,250 mm Aluminium 60 Proz. der Strahlung durchgehen, welche 0,0640 mm durchsetzt hat. Derartige Versuche mußten sehr schnell ausgeführt werden, um auf beiden Geraden genügend Punkte zu erhalten für eine einigermaßen sichere Ermittelung ihrer gegenseitigen Lage. Das war bei nicht großen Aktivitäten oft sehr schwierig, so daß ich den Resultaten für RaC_2 keine größere Genauigkeit wie 5—10 Proz. zuschreiben möchte. Nachfolgende Tabelle gibt die Resultate wieder, wobei wiederum die Messungen an *RaC* denen an RaC_2 gegenübergestellt sind. Die meisten Zahlen sind Mittel aus zwei oder drei Versuchen.

Dicke des Aluminium in mm	Ionisation	
	RaC	RaC_2
0,064	100	100
0,127	84	83
0,190	72	73
0,250	61	60
0,374	47,5	45,5

In Fig. 4 sind die Logarithmen der Ionisation als Ordinaten, die Dicken der Aluminiumfilter als Abszissen gewählt. Die Kreuze und die ausgezogene Kurve entsprechen der Absorbierkeit der β-Strahlen des *RaC* in meiner Versuchsanordnung, die Kreise beziehen sich auf das RaC_2.

Sowohl aus obiger Tabelle, als auch aus der Figur ersieht man, daß die Unterschiede in der Absorbierbarkeit der ganzen β-Strahlung des *RaC* und der des RaC_2 allein in die Grenzen der Versuchsfehler fallen. Die gestrichenen Geraden stellen den Verlauf der Absorption dar, wie sie sich gestalten müßte, wenn dem RaC_2 nur die weiche oder die harte Strahlung des *RaC* zukäme. Diese Geraden sind unter Verwendung der von

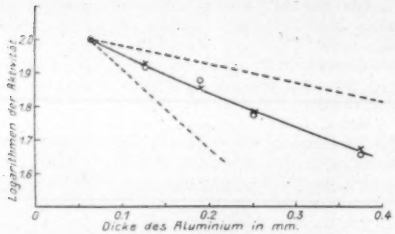


Fig. 4. Absorption der β-Strahlung des RaC_2.

Schmidt durch rechnerische Zerlegung gefundenen Koeffizienten 53 cm^{-1} und 13 cm^{-1} gezeichnet. Es ist klar, daß die Abweichung der experimentellen Werte von jeder dieser Geraden viel zu groß ist, um annehmen zu können, daß nur die eine oder die andere Strahlung dem RaC_2 zukommt. Es ist also auch die β-Strahlung des RaC_2 als komplex anzusehen, wenn man den Standpunkt vertritt, daß eine einheitliche Strahlung nach einem einfachen exponentiellen Gesetz absorbiert wird.

Ich möchte bemerken, daß ich obige Versuche nicht für ausreichend halte, um aus ihnen den Schluß ziehen zu können, daß die Absorbierbarkeit der β-Strahlung des RaC_2 vollkommen identisch mit der des RaC ist. Denn einerseits ist der untersuchte Filterdickenbereich nur ein kleiner, anderseits die Versuchsfehler ziemlich groß. Mit den durch Rückschlag gewinnbaren nur äußerst kleinen Mengen von RaC_2 war mir eine vollkommenere Untersuchung dieser Frage kaum möglich. Sollten aber die geplanten Versuche, das RaC_2 durch irgendeine Methode in größeren Mengen zu erhalten, erfolgreich sein, so werde ich die Frage ausführlicher in Angriff nehmen. Es soll dann auch untersucht werden, ob das RaC_2 γ-Strahlen aussendet.

Ausgiebigkeit der Rückstoßwirkung.

Die Schwierigkeit der ganzen Untersuchung bestand zum größten Teil darin, daß die durch Rückschlag erhaltenen RaC_2-Aktivitäten nur sehr gering waren. Um genau berechnen zu können, welchen Teil aller entstehender RaC_2-Atome man durch Rückstoß auf der sammelnden Platte erhält, nehmen wir an, daß die ganze β-Aktivität des RaC dem RaC_2 zukommt und das aus einem Atom RaC_1 ein Atom RaC_2 entsteht. Man muß dann nur die β-Aktivität der ursprünglichen Platte mit RaC mit der des RaC_2 vergleichen. Ich gebe hier einen derartigen Versuch an. Die Nickelplatte enthielt zu Beginn der Exposition eine Menge von reinem RaC, welche 3,4 mgr $RaBr_2$ im Gleichgewichte entsprach. Die β-Strahlenanfangsaktivität des daraus durch 5 min lange Exposition erhaltenen RaC_2 entsprach 4,3 Skalenteilen pro Minute. Zur Eichung des Elektroskopes wurde nun folgendermaßen verfahren: dieselbe Nickelplatte wurde nach ca. 4—5 Stunden unter identischen Bedingungen, wie die Platte mit RaC_2 durch β-Strahlen gemessen. Sie gab 270 min nach dem Beginn der Exposition 6,4 Skalenteile pro Minute. Da zu dieser Zeit das RaC $2{,}3 \times 10^{-4}$ mgr $RaBr_2$ entspricht, entsprach die Anfangsaktivität des RaC_2 $1{,}55 \times 10^{-4}$ mgr $RaBr_2$. Da nun aus 3,4 mgr RaC während der 5 min langen Exposition RaC_2 in einer 2,7 mgr $RaBr_2$ entsprechenden Menge sich bildet und durch Rückstoß höchstens die Hälfte aller sich bildenden Atome zu erhalten sind, ist die Ausgiebigkeit des Rückstoßes in diesem Falle

$$\frac{1{,}55 \times 10^{-4}}{1{,}35} = 1{,}1 \times 10^{-4}.$$

Dieses Verhältnis der erhaltenen zu den zu erwartenden Aktivitäten an RaC_2 variierte je nach meistens unkontrollierbaren Umständen; die hier angegebene Zahl entspricht der oberen Grenze der erhältlichen Quantitäten. Wurde aber z. B. die Nickelplatte während der Abscheidung des RaC sichtlich oxydiert, so verminderte sich die Ausbeute an RaC_2 stark.

Vergleicht man nun diese maximale Ausbeute an RaC_2 mit den Ausbeuten, die man in anderen bekannten Fällen eines Rückstoßes durch α- oder β-Strahlen unter den von mir benutzten Bedingungen erhält, so sieht man, daß der Rückstoß von RaC_2 aus RaC, vielmehr an einen β- als einen α-Strahlenrückstoß erinnert. Hahn und Meitner fanden, daß man beinahe die Hälfte aller aus RaA entstehender RaB-Atome auf einer negativen Elektrode, die einer Platte mit RaA gegenüber gesetzt ist, sammeln kann. Ebenso sind die auf diese Weise erhältlichen Quantitäten von $Akt\ C$ und ThD von derselben Größenordnung wie die während der Expositionszeit aus $Akt\ B$ bezw. ThC gebildeten[1]). Für den Rückstoß durch β-Strahlen dagegen, wie man ihn im Falle der Bildung des RaC aus RaB hat, finden Hahn und Meitner, daß die Ausbeute des Rückstoßes ca. $^1/_{1000}$ ist[2]). Die von mir angestellten Versuche mit RaB ergaben einen noch kleineren Wert von ca. $^1/_{10000}$. Wie ersichtlich, stimmen die Resultate mit RaC_2 sehr nahe mit denen

1) O. Hahn, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 7, 303, 1910.
2) Ber. d. Deutsch. Physik. Gesellschaft 11, 60, 1909.

bei einem β-Rückstoß beobachteten überein. Daraus schloßen ja auch Hahn und Meitner, daß das RaC_1 β-Strahlen aussenden müsse und die α-Strahlen des RaC dem RaC_2 zuzuschreiben wären.

Nun schließen aber meine obigen Versuche die Möglichkeit aus, daß das RaC_2 α-Strahlen aussendet. Außerdem geht aus ihnen deutlich hervor, daß die α-Strahlen auch nicht einem eventuell vorhandenen unbekannten dem RaC_2 folgenden Produkt zukommen können. Die Halbierungszeit eines solchen müßte jedenfalls kleiner als 19,5 min sein, denn das RaC als Ganzes fällt mit dieser Periode ab, gleichgültig ob der Abfall durch α-, β- oder γ-Strahlen gemessen wird. Nun könnte einerseits dieses Element sehr kurzlebig sein (Halbierungszeit von wenigen Sekunden), so daß sein Abfall durch den viel langsameren von RaC_2 verdeckt sein würde. Dann müßte aber das mit 1,4 min Halbierungszeit abfallende Produkt diese α-Strahlen seines Nachfolgers aufweisen, was, wie oben gezeigt wurde, nicht der Fall ist. Anderseits könnte dieses hypothetische Produkt eine Halbierungszeit von wenigen Minuten haben; in diesem Falle müßte man durch entsprechend lange Exposition eine α-Aktivität erhalten können, die ca. 100mal so groß ist, wie die β-Aktivität des RaC_2. Es wurde früher gezeigt, daß dies auch nicht möglich war. Es bleibt also nur die Annahme übrig, daß das α-Strahlenprodukt vor RaC_2 aus RaB entsteht, also wohl mit dem RaC_1 — von 19,5 min Halbierungszeit — identisch ist. Dieser Schluß wurde durch die Aufnahme einer Anstiegkurve der α-Aktivität aus reinem RaB ausgehend, von Dr. Makower und mir vollkommen bestätigt.

Wir stoßen hier auf einen Widerspruch. Denn während aus der Verteilung der Strahlen folgt, daß der Rückstoß des RaC_2 aus RaC_1 durch Aussendung von α-Strahlen bedingt ist, erinnert die Ausbeute der Rückstoßwirkung ganz an einen β-Strahlenrückstoß. Dieser Widerspruch kann auch nicht beseitigt werden durch die Annahme eines sehr kurzlebigen Produktes zwischen RaC_1 und RaC_2; schreibt man diesem α-Strahlen zu, so würde es sich ja bei der Bildung von RaC_2 um einen α-Rückstoß handeln. Sendet es aber β-Strahlen aus, so ist zwar die Bildung des RaC_2 mit einem β-Rückstoß verbunden, die Entstehung des kurzlebigen Produkts aus RaC_1 wäre aber durch α-Strahlen begleitet und es müßte sich dieses und aus ihm entstehend das RaC_2 in Mengen, wie sie einem α-Rückstoß entsprechen, erhalten lassen.

Die schon erwähnte Abhängigkeit der RaC_2-Mengen von der Beschaffenheit der Nickeloberfläche legte den Gedanken nahe, ob nicht diese geringen Ausbeuten an RaC_2 der Vorbehandlung der Nickelplatte, die ja immer mit einer Säurelösung in Berührung gebracht werden mußte, zuzuschreiben wäre. Es wurden deshalb Rückstoßversuche mit Aluminiumblechen, die direkt der Radiumemanation exponiert wurden, ausgeführt, es zeigte sich aber, daß man aus gleichen RaC-Quantitäten in beiden Fällen gleiche RaC_2-Aktivität erhält[1]). Ich habe auch versucht, die Rückstoßwirkung bei dem Prozesse

$$RaC_1 \rightarrow RaC_2$$

direkt mit der im Falle der Umwandlung

$$RaA \rightarrow RaB$$

zu vergleichen. Zu diesem Zwecke wurde mit der Abscheidung von RaC aus der Lösung des aktiven Beschlages nicht wie gewöhnlich 1 Stunde gewartet, sondern die Nickelplatte befand sich in der Lösung zwischen der 20. und 30. Minute nach der Zeit der Entfernung der Emanation aus der Röhre. In dieser Zeit betrug die Menge des RaA noch $^1/_{100}$—$^1/_{1000}$ der ursprünglichen. Ein Teil des RaA setzte sich auf der Nickelplatte nieder, was ich dadurch nachweisen konnte, daß nach 6 Stunden die Halbierungszeit der Aktivität auf der Nickelplatte nicht wie gewöhnlich 19,5 min, sondern 21 min war, woraus man berechnen kann, daß zur Zeit der Abscheidung das RaC eine Beimengung an RaB von ca. $^1/_{1000}$ seiner Menge enthielt. Da sich RaB sogar in diesen Beträgen auf Nickel nicht absetzt, rührt diese Beimengung von der Zersetzung einer gleichen Menge von RaA her. Nun wurde der Rückstoßversuch zwischen der 13. und 20. Minute nach Herausnahme der Nickelplatte aus der Lösung ausgeführt. Die in dieser Zeit auf der Nickelplatte noch befindliche RaA-Menge betrug nur noch ca. $^1/_{20\,000}$ bis $^1/_{100\,000}$ der RaC-Menge. Diese winzige Quantität genügte aber, um den Abfall der durch Rückschlag erhaltenen Aktivität stark zu beeinflussen. Es zeigte sich, daß neben dem RaC_2 auf der Platte auch RaB vorhanden war, dessen Menge, in Atomen gerechnet, nur etwa zweimal kleiner war, als die des RaC_2. Es ist hier also das Verhältnis der Ausgiebigkeit des Rückstoßes im Falle von RaB und von RaC_2 von der Größenordnung 10^4. Da sich aber das RaA und RaC unter identischen Bedingungen befanden, ist es nicht möglich, die geringen Effekte bei der RaC_2-Gewinnung der Oberflächenbeschaffenheit der Nickelplatte zuzuschreiben.

Auch in den mit Dr. Makower ausgeführten

1) Kurve *d* in Fig. 1 gibt den Abfall der so erhaltenen Aktivität wieder, wie ersichtlich, überwiegt hier die α-Aktivität des vom Rückstoß aus RaB herrührenden RaC_1 sehr stark die β-Aktivität des RaC_2.

Vakuumversuchen[1]) haben wir auch nicht mehr von RaC_2 erhalten können als das oben angegebene Maximum meiner Versuche.

Das Fehlschlagen aller obiger Erklärungsmöglichkeiten für die minimalen Wirkungen dieses α-Rückstoßes deutete darauf hin, daß es sich im Falle der Umwandlung

$$RaC_1 \rightarrow RaC_2$$

nicht um einen gewöhnlichen Zerfall mit Aussendung von α-Partikeln handeln kann. Um der Frage von einer anderen Seite näher zu treten, habe ich auf folgende Weise die Beziehung des RaD zu RaC_1 und RaC_2 untersucht.

Rückstoß des RaD aus RaC.

Zur Entscheidung der Frage, ob man aus RaC durch Rückstoß RaD, dessen Anwesenheit durch die wachsende Aktivität von RaE und RaF nachgewiesen werden kann, erhalten kann, wurde in gewohnter Weise der Rückstoß, der von einer Nickelplatte mit RaC kommt, gesammelt, die Exposition dauerte aber nicht wie in früheren Versuchen nur einige Minuten, sondern man ließ das Feld wirken, bis das RaC praktisch vollständig abgefallen war. Die sammelnde Platte war am Ende der Exposition inaktiv. Nach einem Tage war die Platte schon merklich aktiv und die Aktivität wuchs von Tag zu Tag an. Ich habe drei derartige Versuche ausgeführt. Den einen vor $2^1/_2$ Monaten mit einer RaC-Menge, die 6 mgr $RaBr_2$ entsprach, zwei andere vor einem Monat mit 44 mgr und 14 mgr RaC. Das Verhalten der drei, den Rückstoß sammelnden Platten entspricht ganz der Annahme, daß auf ihnen RaD sich befindet und daß die wachsende Aktivität zum kleinen Teil dem RaE, hauptsächlich aber dem RaF (Polonium) zukommt. Durch entsprechende Eichung des Elektroskopes konnte ich finden, daß die durch Rückstoß erhaltene RaD Menge ca. 25 Proz. des ganzen RaD bildet, die durch Zersetzung des RaC entstand. Das bedeutet eine Rückstoßausbeute von 50 Proz., die ganz einem gewöhnlichen α-Strahlenrückstoß entspricht.

Auf die detaillierte Beschreibung dieser Versuche und Berechnungen werde ich in einiger Zeit zurückkommen, wenn die Aktivität der Platten genügend groß geworden ist, um aus ihr genaue quantitative Schlüsse ziehen zu können.

Betrachten wir nun die Konsequenzen der hier mitgeteilten Tatsachen. Nehmen wir an, daß die Umwandlungen des RaC, wie in allen bis jetzt untersuchten Fällen, linear verlaufen, daß also die radioaktive Zerfallsreihe durch das Schema:

$$RaB \rightarrow RaC_1 \rightarrow RaC_2 \rightarrow RaD$$

dargestellt ist. Für das durch Rückstoß erhaltene RaD sind dann zwei Quellen denkbar. Erstens könnte es aus dem RaC_2 entstehen, welches durch Rückstoß aus RaC_1 auf die Platte gelangt, zweitens könnte das RaD bei seiner Entstehung aus RaC_2 durch direkten Rückstoß transportiert werden. Nun haben wir aber gezeigt, daß das RaC_2 auf die den Rückstoß sammelnde Platte nur in einer Menge gelangt, die im besten Falle im Verhältnis wie $0{,}55 \cdot 10^{-4}$:1 zu der aus RaC_1 entstehenden steht, wenn man die Annahme macht, daß aus einem Atom RaC_1 beim Zerfall ein Atom RaC_2 entsteht. Diese kleine Menge kann also unmöglich als Quelle der großen Quantität des RaD dienen. Was die zweite erwähnte Möglichkeit anbetrifft, so würde sie ja bedeuten, daß während durch einen α-Strahlenrückstoß aus RaC_1 nur ganz geringe Mengen von RaC_2 sich erhalten lassen, man eine Ausbeute von 50 Proz. im Falle eines Rückstoßes durch β-Strahlen bei der Umwandlung des RaC_2 in RaD bekommt, da ja das RaC_2 nur β-Strahlen aussendet. Dies würde aber den bisherigen Erfahrungen und allem, was wir über die Energie der α- und der β-Partikel wissen, sehr widersprechen.

Es ist dann aber die Möglichkeit, daß sich RaD aus RaC_2 bildet, überhaupt ausgeschlossen, und es bleibt nur die Annahme übrig, daß RaD aus RaC_1 unmittelbar entsteht. Da aber auch RaC_2 aus RaC_1 seinen Ursprung nehmen muß (dafür spricht unter anderem auch die Tatsache, daß die Mengen des RaC_2, die man von einer gegebenen Platte mit RaC zu verschiedenen Zeiten durch Rückschlag erhält, mit der Periode des RaC_1 abfallen), gelangen wir zu folgendem Schema für die Radiumfamilie:

$$Ra \rightarrow Em \rightarrow RaA \rightarrow RaB \rightarrow RaC_1 \begin{matrix} \nearrow RaC_2 \\ \searrow RaD \rightarrow RaE \rightarrow RaF \end{matrix}.$$

Die Annahme einer gleichzeitigen Zersetzung eines radioaktiven Elementes nach zwei Richtungen bedeutet nicht die Einführung eines neuen Gedankens in die Theorie der radioaktiven Umwandlungen. Sie wurde schon für die Erklärung des Zusammenhanges des Aktiniums mit der Uranradiumfamilie von Rutherford[1]) herangezogen. Auch F. Soddy[2]) hat die Möglichkeit kürzlich diskutiert. Ex-

1) Vergl. S. 378.

1) Radioaktive Umwandlungen S. 176, 1907.
2) Phil. Mag. 18, 739, 1909.

perimentell ist aber eine Spaltung einer radioaktiven Reihe erst durch die obigen Versuche zum ersten Male nachgewiesen.

An die hier vertretene Ansicht knüpfen sich nun unmittelbar folgende Fragen an:

1. welcher Teil des RaC_1 wandelt sich in RaC_2 und welcher in RaD um;

2. was entsteht aus RaC_2 bei seinem Zerfall;

3. mit welcher Strahlung sind die beiden Arten der Zersetzung des RaC_1 verbunden.

Was die erste Frage anbetrifft, so scheinen noch nicht ganz abgeschlossene Versuche, die gemeinschaftlich mit Dr. Makower ausgeführt wurden, zu zeigen, daß von der ganzen β-Strahlung des RaC nur ein kleiner Teil dem RaC_2 zukommt, was für eine starke Begünstigung der Bildung des RaD, verglichen mit der des RaC_2, spricht.

Vielleicht wird die Untersuchung der zweiten Frage ergeben, daß Aktinium der Abkömmling des RaC_2 ist. Die bisherigen Versuche, das Aktinium aus Uran zu erhalten, haben ja kein sicher positives Resultat ergeben[1]).

Die dritte Frage endlich läßt sich jetzt nur so weit beantworten, daß die Bildung des RaD aus RaC_1 wohl mit α-Strahlen verbunden ist, wofür die Ausgiebigkeit des Rückstoßes spricht. Durch welche Strahlung die Umwandlung

$$RaC_1 \rightarrow RaC_2$$

begleitet ist, läßt sich augenblicklich nicht entscheiden; vielleicht werden Versuche über die Absorbabilität[2]) des rückgestoßenen RaC_2 hier einen Aufschluß liefern.

Versuche, betreffend die oben aufgeworfenen Fragen, sind im hiesigen Laboratorium im Gange.

Zum Schlusse soll noch die Tatsache kurz diskutiert werden, daß bei allen Rückstoßversuchen mit RaC das 19,5-min-Produkt mit RaC_2 erhalten wurde. Eine direkte Infektion der sammelnden Platte halte ich für ausgeschlossen. Ebenfalls kann es sich hier nicht um einen Rückstoß aus einer eventuell vorhandenen Verunreinigung des RaC durch RaB handeln; denn eine solche müßte ca. 1 Proz. des RaC betragen, um als Quelle der erhaltenen RaC-Mengen dienen zu können; Abfallsmessungen des auf Nickelplatten abgeschiedenen RaC, 6—7 Stunden nach der Herstellung, ergaben aber, daß zurzeit der Exposition eine eventuelle Beimengung von RaB jedenfalls unterhalb 0,5 Promille des RaC lag.

Es bleiben dann noch zwei Möglichkeiten übrig. Entweder handelt es sich um ein mechanisches Mitreißen des RaC z. B. durch das zurückgestoßene RaD, was denkbar wäre, wenn die RaC-Atome auf der Nickelplatte nicht in einfacher Schicht verteilt wären, sondern auch übereinander zu liegen kämen[1]). Zweitens käme hier vielleicht eine Verdampfung des RaC in Betracht, was nicht ganz unwahrscheinlich ist, wenn man bedenkt, daß die Mengen des RaC die auf der sammelnden Platte erhalten wurden, nur $^1/_{10}$, der auf der Nickelplatte sich befindenden betrugen. Diese Frage soll bei Gelegenheit durch systematische Versuche bei verschiedenen Temperaturen entschieden werden.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Der Befund von Hahn und Meitner, daß das RaC komplex sei und außer des RaC_1 mit der Halbierungszeit 19,5 min wenigstens ein kurzlebiges Produkt RaC_2 enthält, wurde bestätigt.

2. Als Halbierungszeit dieses RaC_2 wurde 1,38 min gefunden. Seine radioaktive Zerfallskonstante ist 0,084 sec^{-1}.

3. Das RaC_2 sendet bei seiner Zersetzung β-Strahlen aus, deren Absorbierbarkeit innerhalb der Versuchsfehler von 5—10 Proz. mit der der ganzen β-Strahlung des gewöhnlichen RaC in dem untersuchten Intervalle zwischen 0,06—0,36 mm Aluminium übereinstimmt.

4. Da die α-Strahlung des RaC weder dem RaC_2 noch einem ihm eventuell folgenden Produkt zukommen kann, wurde sie dem RaC_1 zugeschrieben.

5. Die β-Strahlenaktivität des durch Rückstoß erhältlichen RaC_2 beträgt ca. $^1/_{20000}$ der des als Quelle dienenden RaC.

6. Aus RaC kann man durch Rückstoß RaD erhalten in einer Menge, die ca. 25 Proz. aller gebildeten RaD-Atome entspricht.

7. Aus 3, 5 und 6 ergibt sich, daß das RaD nicht aus RaC_2, sondern direkt aus RaC_1 entsteht, was für die Radiumfamilie folgendes Schema ergibt:

$$Ra \rightarrow Em \rightarrow RaA \rightarrow RaB \rightarrow RaC_1 \begin{array}{l} \nearrow\ RaC_2 \\ \rightarrow\ RaD \rightarrow RaE \rightarrow BaF \end{array}$$

Herrn Prof. Rutherford spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die liebenswürdige Unterstützung meinen besten Dank aus.

1) Vergl. F. Soddy, Phil. Mag. **20**, 342, 1910.
2) Vergl. L. Wertenstein, Le Radium **7**, 228, 1910; und W. Makower u. S. Ruß, Phil. Mag. **19**, 100, 1910.

1) Vergl. darüber W. Makower u. S. Ruß (l. c.).

Anhang.

Über den Rückstoß des RaC_2 im Vakuum.

Von Kasimir Fajans u. Walter Makower.

Im Anschluß an die vorstehende Untersuchung des einen von uns haben wir Versuche über den Rückstoß des RaC_2 im Vakuum angestellt, um zu sehen, ob man nicht größere Quantitäten von RaC_2 erhalten könne, als es unter Atmosphärendruck möglich ist. Hahn und Meitner[1]) geben an, daß sie im Vakuum stärkere Aktivitäten erhalten haben.

Die Ausführung unserer Versuche geschah auf die in der Arbeit von Makower u. Ruß[2]) beschriebene Weise. Als Quelle diente auf kleinen Nickelplatten abgeschiedenes RaC; die sammelnde Platte befand sich in einem Abstand von ca. 2 mm von der Nickelplatte. Der Druck schwankte um $^3/_{1000}$ mm. Die Exposition dauerte gegen 5 min.

Als Ergebnis unserer Versuche können wir angeben, daß sich vom RaC_2 im Vakuum keine größeren Mengen erhalten ließen, als die maximale von Fajans unter Atmosphärendruck mit Benutzung eines elektrischen Feldes erhaltenen. Das Resultat war auch ganz unabhängig, ob wir (im Vakuum) mit oder ohne Anlegung eines elektrischen Feldes von 190 Volt gearbeitet haben.

Für die Halbierungskonstante des RaC_2 bekamen wir auch nicht größere Werte wie 1,4 min[3]).

Der einzige Unterschied zwischen unseren Resultaten und denen von Fajans bestand darin, daß wir vom RaC auf der sammelnden Platte im Vakuum bis 50mal größere Mengen erhielten, als dieser beim Arbeiten unter Atmosphärendruck fand; so daß sogar bei Messungen nur mit β-Strahlen der Abfall nicht durch einfache exponentielle Kurven (vergl. Fig. 2 *a*, *b*, *c*, *d*, S. 371), sondern durch Kurven von der Form der von Fajans bei Messung der Gesamtstrahlung erhaltenen (vergl. Fig. 1, S. 371) dargestellt war.

Wir halten es nicht für unwahrscheinlich, daß diese Erscheinung der Flüchtigkeit des RaC zuzuschreiben sei, denn während wir durch Erhöhung der Temperatur (beim Arbeiten unter Atmosphärendruck mit elektrischem Felde) die Ausgiebigkeit des Rückstoßes des RaC_2 nicht merklich erhöhen konnten, stieg die erhaltene RaC-Menge dadurch bedeutsam an.

1) Diese Zeitschr. **10**, 697, 1909.
2) Phil. Mag. **19**, 100, 1910.
3) Vergl. S. 372.

Manchester, Physikalisches Laboratorium der Universität, März 1911.

(Eingegangen 27. März 1911.)

Nachweis von β-Strahlen bei Radium D.

Von O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner.

Mit 1 Tafel (IV).

In der Reihe der radioaktiven Substanzen werden einige wenige als „strahlenlos" bezeichnet. Es sind dies nach dem jetzigen Stande unserer Kenntnis das Radium D, Mesothorium 1 und das Aktinium. Diese Substanzen lassen bei der Untersuchung mit den üblichen elektroskopischen Methoden keinerlei Strahlung erkennen.

Da es im höchsten Grade unwahrscheinlich ist, daß diese „strahlenlosen" Produkte wirklich keine Strahlung emittieren, so lag es nahe anzunehmen, daß die ausgesandte Strahlung so wenig durchdringend ist, daß sie sich mit den gebräuchlichen elektroskopischen Mitteln nicht nachweisen läßt.

Dagegen schien es aussichtsreich, auf photographischem Wege nach solchen β-Strahlen zu suchen, worauf schon früher hingewiesen wurde[1]).

Tatsächlich war ja auch die β-Strahlung des ThX, die elektroskopisch nur mit großer Mühe nachweisbar war[2]), photographisch leicht erkenntlich gemacht worden[1]).

Von diesen Betrachtungen ausgehend haben wir zunächst eines der strahlenlosen Produkte, das Radium D, untersucht.

Die Anordnung war dieselbe, wie sie in den früheren Arbeiten der Verfasser verwendet wurde. Das Präparat, Radium $D + E + F$, wurde in einer Glasrinne von etwa 0,2 mm Breite und Tiefe untergebracht und dann im Magnetfeld exponiert.

Eine der erhaltenen Photographien zeigt die Figur[3]). Man erkennt den unabgelenkten α-Strahl, an den sich ein verwaschenes Band anschließt; in größerem Abstand sieht man zwei deutlich getrennte Streifen, die auf eine sehr weiche β-Strahlung schließen lassen.

Die α-Strahlen rühren von einem kleinen Prozentsatz Polonium her; der größte Teil des Poloniums war bei der Herstellung des Radium D abgetrennt worden. Das verwaschene, schwach abgelenkte Band gehört den β-Strahlen von Radium E an, während die stark abgelenkten Streifen dem Radium D zuzuschreiben sind.

Daß diese Streifen nicht etwa auch vom Radium E herrühren, wurde durch zahlreiche Aufnahmen mit Radium E allein bewiesen, die immer nur das verwaschene Band erkennen ließen.

Die Bestimmung von $H \cdot \varrho$ für die beiden

1) O. v. Baeyer und O. Hahn, diese Zeitschrift **11**, 488—493, 1910.
2) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschrift **11**, 493—497, 1910.
3) Siehe Tafel IV.

Streifen des Radium D ergab die Werte 680 bezw. 550. — Die Geschwindigkeiten der beiden Strahlengruppen ergeben sich hieraus zu $\beta = 0{,}37$ bezw. $\beta = 0{,}31$ (die Lichtgeschwindigkeit = 1 gesetzt). Man hat es hier also schon mit gewöhnlichen Kathodenstrahlen zu tun.

Diese Strahlen sind so langsam, daß sie auf direktem elektroskopischem Wege sicher nicht nachgewiesen werden können.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit berichtet Kovarik[1]) gelegentlich eingehender Untersuchungen über die Absorption und Reflexion der β-Strahlen auch über eine weiche β-Strahlung beim Radium $D + E$, die er dem Radium D zuschreibt. Kovarik berechnet aus seinen Kurven den Absorptionskoeffizienten zu 130. Die von uns photographisch nachgewiesenen β-Strahlen des Radium D können aber unmöglich einen Absorptionskoeffizienten in der von Kovarik angegebenen Größenordnung besitzen, da, wie noch nicht veröffentlichte photographische Aufnahmen mit Radium ergeben, ihre Geschwindigkeit etwa nur die Hälfte von der der β-Strahlen des eigentlichen Radiums beträgt und der Absorptionskoeffizient der Radium-β-Strahlen in Aluminium von Hahn und Meitner zu 312 bestimmt worden ist.

Durch den Nachweis von β-Strahlen beim Radium D bleiben unter den 28 bekannten radioaktiven Produkten nur noch zwei strahlenlose übrig.

Zum Schlusse möchten wir noch erwähnen, daß wir ähnlich wie beim Radium $D + E$ auch für Radium selbst und dessen rasch zerfallenden aktiven Niederschlag photographische Aufnahmen gemacht und stets diskontinuierliche Spektra erhalten haben. Die Aufnahmen sind indes vorläufig zu schwach, um reproduzierbar zu sein.

Physikalisches Institut } der Universität Berlin.
Chemisches Institut }

1) A. F. Kovarik, Phil. Mag. (6) **20**, 849—866, 1910.

(Eingegangen 25. März 1911.)

Apparat zur Aufnahme und Demonstration von Resonanzkurven.

Von F. Kock.

Es ist schon früher mehrfach ein auf einer Scheibe befestigtes rotierendes Geißlerrohr benutzt worden, um Vorgänge in Schwingungskreisen zu untersuchen, so z. B. um den Unterschied einer Erregung des Schwingungskreises durch gedämpfte oder ungedämpfte Schwingungen zu zeigen[1]).

Eine Erweiterung dieser Anordnung stellt die Konstruktion eines Wellenmessers dar, welcher speziell nur für die Verwendung bei ungedämpften Schwingungen geeignet ist[2]).

Im Verlaufe der nachfolgenden Arbeit ist nun gezeigt, daß sich durch Verwendung einer rotierenden Glimmlichtröhre nach Gehrcke unter speziellen Umständen eine Aufnahme von Resonanzkurven bei gedämpften und ungedämpften Schwingungen erzielen läßt und bei genügend großer Ausführung der Glimmlicht-

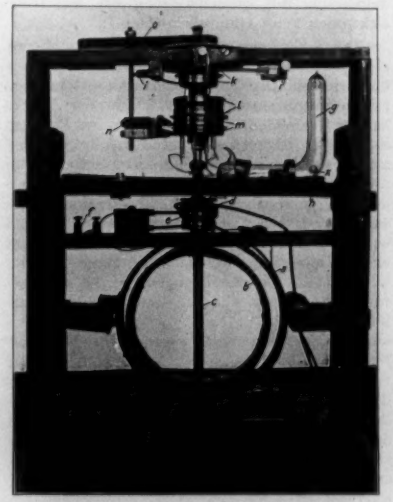


Fig. 1.

röhre der Apparat gut geeignet ist, in einfacher Weise eine Demonstration von Vorgängen in Schwingungskreisen vor einem größeren Auditorium vorzunehmen. Gleichzeitig ist eine Wellenmessung möglich und läßt sich eine bessere Feststellung von den etwa in einer Funkenstrecke auftretenden Partialentladungen als im rotierenden Spiegel und bei Verwendung von Röhren, bei denen die Leuchterscheinungen nicht an den Elektroden selbst beobachtet werden, erzielen.

Fig. 1 zeigt eine Ausführung des Apparates. Derselbe besteht aus einem Selbstinduktions-

1) Kiebitz, Verh. d. Phys. Ges. S. 103, 1910.
2) Hirsch, Jahrbuch f. d. Telegraphie **3**, 250, 1910.

variometer mit auswechselbaren Spulen *a* und *b*. Die äußere *a* ist fest, die innere kleinere *b* kann durch eine Achse *c* mit Schnurlauf *d* zur Rotation gebracht werden. Die Verbindung zwischen beiden Spulen ist durch Schleifringe *e* und Schleiffedern hergestellt. An den Klemmen *f* wird das Variometer in den Schwingungskreis eingeschaltet. Auf der Achse *c* befindet sich ferner eine größere Holzscheibe *h*, auf der eine Glimmlichtröhre *g* mit senkrecht zueinander stehenden Elektroden angebracht ist. Die Stromzuführung zum Rohr erfolgt durch die Klemmen *i* mittelst der Schleifringe und Bürsten *k*. Ferner sind auf der Achse *c* noch zwei Schleifringe *l* angebracht zur Stromzuführung für zwei Hilfselektroden *x* im Glimmlichtrohr.

Die Schleifringe *m* mit den Bürsten *n* dienen als Unterbrecher für den Primärstrom des Induktoriums, falls der Apparat mit gedämpften Schwingungen arbeiten soll. Zu dem Zwecke ist eine der Schleifringscheiben ganz aus Messing, die andere dagegen aus zwei Halbkreisstücken aus Messing und Fiber zusammengesetzt, so daß pro Umdrehung des Apparates eine Stromunterbrechung und ein Funke in der Funkenstrecke erzielt wird. Die zugehörigen Bürsten sind an einem Hebelarm *o* befestigt. Dieser gestattet einen Winkelraum von fast 180° zu bestreichen, wodurch die Unterbrechungen an beliebig gewünschten Stellen während einer Umdrehung erfolgen können.

Vor dem Apparat (bei der Aufnahme entfernt) in Höhe des Rohres ist noch eine mit einem Liniennetz in $^1/_2$ cm Abstand nach Art des Millimeterpapieres geteilte Glas- oder Zelluloidtafel angebracht (siehe die Aufnahmen), so daß bei photographischen Aufnahmen der Kurven gleichzeitig ein Koordinatennetz mit aufgenommen wird. Auch bei einem Nachzeichnen der Kurven, was am besten auf durchsichtigem Zelluloid mittels Feder und Tusche geschieht, ist die Festlegung markanter Punkte hierdurch erleichtert. Da bei Resonanzkurven immer nur positive Werte für Ordinaten in Betracht kommen, ist die eine Hälfte des Glimmlichtrohres (siehe Fig. 1) aus Platzersparnis umgebogen und dient der umgebogene Rohrschenkel gleichzeitig zur sicheren Befestigung auf der Holzscheibe. Die beiden Elektroden stehen, wie schon oben erwähnt, hierdurch senkrecht zueinander.

Verwendet wurden Röhren mit verschiedenen Elektroden, doch sprachen die Röhren mit Stickstoffüllung und Aluminiumelektroden bei den, bei kontinuierlichen Schwingungen in Frage kommenden verhältnismäßig niederen Spannungen am leichtesten an[1]). Die Elektrodenlänge beträgt in unserm Falle 10 cm, die Breite 0,5 cm (s. Fig. 1).

Die Glimmlichtröhre und die innere Spule *b* werden durch Schnurantrieb vermittels eines Elektromotors zur Umdrehung gebracht und zwar genügen ca. 20 Umdrehungen pro Sekunde, um gute Bilder zu erhalten. Das Variometer ließ bei der aufgebrachten Wicklung eine Änderung der Selbstinduktion von 55000—270000 cm bei einer Drehung um 180° zu. Es lassen sich die Spulen leicht auswechselbar herstellen, auch läßt sich statt der rotierenden Selbstinduktion ein rotierender Kondensator verwenden, so daß man bezüglich etwa notwendiger Kopplungsspulen im Schwingungskreis größere Freiheit hat. Fig. 2 zeigt eine Eichkurve des Vario-

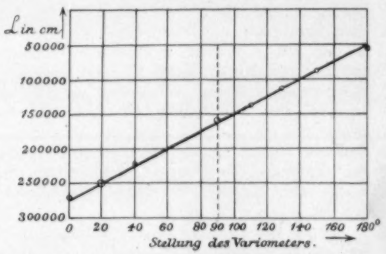


Fig. 2.

meters, welche fast eine gerade Linie darstellt. Es wurde bei den Untersuchungen der vorhandenen Spulen wegen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1050—1550$ m gearbeitet.

Es lassen sich beim Arbeiten mit dem Apparat zwei Schaltungen des Glimmlichtrohres verwenden (Fig. 3a, b), indem man dasselbe entweder direkt an den im Meßkreis befindlichen Kondensator legt (*a*), oder das Glimmlichtrohr mittels einer Kopplungsspule induktiv erregt (*b*), wie dies auch sonst bei den gebräuchlichen Anzeige-Instrumenten in Schwingungskreisen meistens der Fall ist. Die erste Schaltung gibt, bei ungedämpften Schwingungen angewandt, wegen der durch das Glimmlichtrohr bewirkten großen Dämpfung stark deformierte Kurven, wobei die Abszissen sehr vergrößert erscheinen, d. h. die leuchtende Fläche größer wird, und sich diese Schaltung für Demonstrationszwecke besser eignet. Die zweite Schaltung gibt eine mehr undeformierte Kurve, welche aber bei ungedämpften Schwingungen sehr geringe Breite hat

1) Es sind noch Versuche mit anderen Gasfüllungen im Gange, um zu ermitteln, ob sich Helium etc. wegen des geringen Kathodenfalls nicht besser eignet als eine Füllung mit Stickstoff. Es wird dann wahrscheinlich die später erwähnte Hilfsentladungsstrecke im Rohr überflüssig werden.

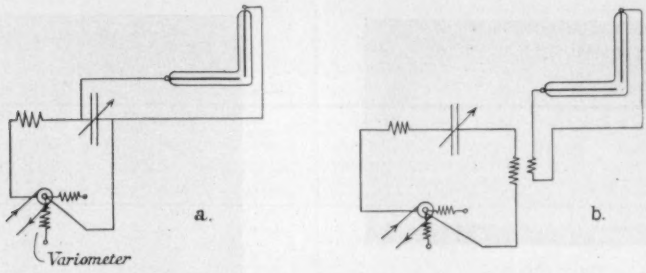


Fig. 3.

und sich daher nicht so gut zu Demonstrationszwecken eignet, falls der Meßkreis geringe Eigendämpfung besitzt. Es wurde zuerst mit liegendem geraden Rohr nach Schaltung *a* gearbeitet. Die erhaltenen Kurven zeigt Fig. 4. Man sieht,

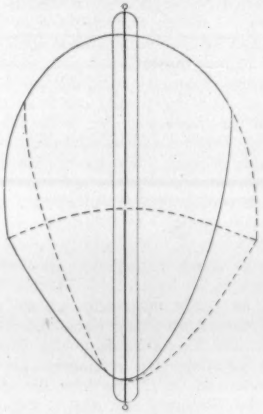


Fig. 4.

daß die Kurven deformiert erscheinen, da infolge der auf verschiedenen Kreisumfängen liegenden Kurvenpunkte diese mit verschiedenen Geschwindigkeiten rotieren und eine Deformation eintreten muß. Es läßt sich aber durch einfache geometrische Konstruktion aus der deformierten Kurve die undeformierte gewinnen. Gleichzeitig zeigt die Figur, daß die Kurve nicht vollständig aufgenommen wird, sondern nur zu ca. $^3/_4$ und zwar fehlt jeweils das in der Drehrichtung des Rohres liegende erste Viertel. Man muß daher, wenn man die Kurven vollständig haben will, den Apparat in zwei Richtungen laufen lassen, was leicht durch Umschaltung der Magnetwicklung des Elektromotors mittels Wippe geschehen kann. Über den Grund des Fehlens von einem Teil der Resonanzkurvenfläche wurden keine weiteren Versuche angestellt. Vermeiden läßt sich dieser Mangel durch einen Kunstgriff, welcher in der Einführung zweier Hilfselektroden in das Glimmlichtrohr besteht (Fig. 1 x), die in der Nähe des Zwischenraumes der Glimmlichtelektroden angebracht sind, und durch eine Hochspannungsbatterie erregt werden können, so daß eine

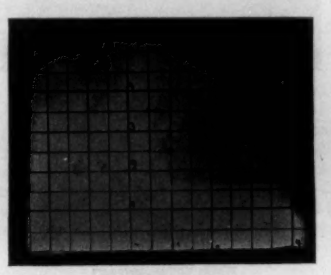


Fig. 5.

kleine Entladung zwischen ihnen vorhanden ist, und sich infolgedessen im Rohr Ionen befinden, welche das Einsetzen der Entladung an den großen Elektroden begünstigen, wodurch sich die Glimmlichtschicht leichter an ihnen ausbildet. Fig. 5 zeigt die mit vertikalem Rohr nach Schaltung *a* erhaltenen Kurven und zwar ist Fig. 5 ohne Hilfsentladung, Fig. 6 mit Hilfsentladung aufgenommen, wenn der Schwingungskreis durch ungedämpfte Schwingungen erregt wurde. Die Hilfselektroden können, beim Arbeiten mit ungedämpften Schwingungen, auch direkt an den primären Lampenkreis unter Ver-

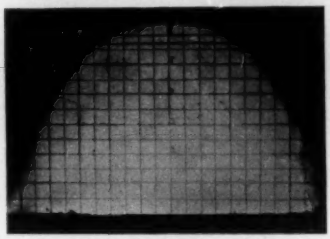


Fig. 6.

wendung geeigneter Vorschaltwiderstände angeschlossen werden. Die erhaltenen Kurven sind natürlich für Meßzwecke unbrauchbar. In Fig. 7 sind beispielsweise zwei Kurven übereinander aufgenommen. Die Begrenzungslinie der kleinen

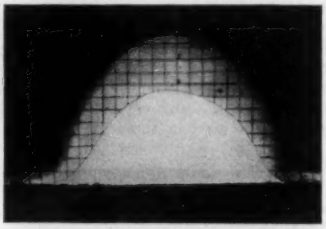


Fig. 7.

helleren Fläche zeigt die Wirkung eines im Meßkreis eingeschalteten Widerstandes von 4.5 Ω.

Um Kurven zu Meßzwecken zu erhalten, muß man das Glimmlichtrohr induktiv erregen. Fig. 8 zeigt die erhaltenen Kurven für ungedämpfte Wellen. Fig. 9a zeigt ferner eine Re-

Fig. 8.

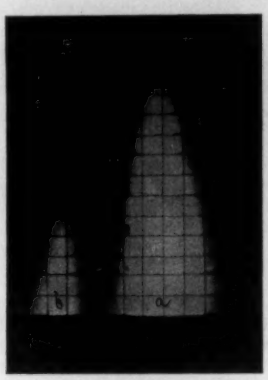


Fig. 9.

sonanzkurve bei ungedämpften Wellen und die Wirkung, (b) die durch Einlegen eines massiven Eisenringes in die Selbstinduktionsspule des primären Schwingungskreises erzielt wurde, d. h. die geringere Energieübertragung auf den Meßkreis und die Verschiebung der Resonanzkurve, wodurch die Änderung der Wellenlänge und damit des Wertes der Selbstinduktion im Primärkreise gezeigt wird. Es lassen sich derartige Vorgänge mit dem Apparat gut demonstrieren und auch photographisch aufnehmen. Als Expositionszeit genügen bei lichtstarken Objektiven 2 Minuten.

Da die durch photographische Aufnahmen erhaltenen Kurven immer große Übereinstimmung zeigten, so wurde untersucht, ob sie sich zur rechnerischen Auswertung eigneten. Es wurde versucht, die Eigendämpfung des Meßkreises aus den Aufnahmen zu bestimmen. Da bei den Resonanzkurven des Stromeffekts die effektiven Werte des Stromes, bzw. diesen proportionale Ausschläge in Betracht kommen, so wurde das Glimmlichtrohr mittels eines Thermoelementes für verschiedene Längen der Glimmlichtschicht auf der Kathode geeicht. Fig. 10 zeigt die erhaltenen Eichkurven für ein Paar zylindrischer *Al*-Elektroden von 2,5 mm Durchmesser bei *N*-Füllung. Die Eichung wurde schnell ausgeführt, nachdem das Rohr längere Zeit in normalem Betrieb gewesen und sich bezüglich der Erwärmung konstante Verhältnisse ausgebildet hatten. Die Eichung wurde mit Schwingungen von der Frequenz, bei denen das Rohr nachher benutzt wurde, vorgenommen. Aus den aufgenommenen Kurven ergeben sich dann neue mit veränderten Ordinaten. Fig. 11 zeigt in der

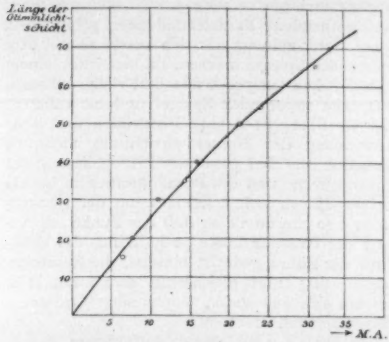


Fig. 10.

ausgezogenen Resonanzkurve die durch photographische Vergrößerung aus Fig. 8 gewonnene, während die gestrichelte die durch Eichung des Rohres reduzierte Kurve ergibt. Von einer Reduktion des Abszissenmaßstabes, welcher statt-

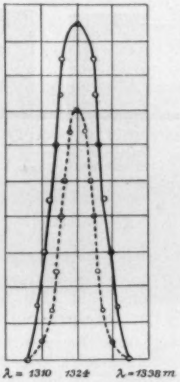


Fig. 11.

finden müßte, da die Flächen der Kurvenbilder nicht eben sind, sondern einen Teil eines Zylindermantels bilden, kann bei der geringen Breite der Resonanzkurve in diesem Falle abgesehen werden. Die Konstanten des Schwingungs- und Meßkreises waren folgende:

primär: $L_1 = 404000$ cm
$C_1 = 1100$ cm stat.
sekundär: $L_{2\,res} = 292000$ cm
$C_2 = 1525$ cm stat. $W_w = 2{,}10\,\Omega$.

Vergleicht man die aus den verschiedenen Ordinaten zwischen 80 und 50 erhaltenen Werte des Dekrements, mit dem nach Formel:

$$d = \pi W \sqrt{\frac{C}{L}}$$

errechneten, unter Berücksichtigung der Widerstandserhöhung der im Schwingungskreis verwendeten Drähte, so ergibt sich aus der Kurve für die Ordinaten:

80	$d = 0{,}0301$
70	292
60	280
50	274
	$d_{\text{mittel}} = 0{,}0287$.

Es ist in diesem Werte für d der Dämpfungsanteil durch das Glimmlichtrohr enthalten, welcher sich in bekannter Weise durch Zuschalten eines Widerstandes, der im Resonanzpunkt dieselbe Verkleinerung des Ausschlages, wie das Glimmlichtrohr hervorbringt, ergibt. Es waren im Falle des vorhin angegebenen Rohres mit runden Elektroden hierzu 1,77 Ω nötig, woraus sich der Dämpfungsanteil durch das Glimmlichtrohr zu $d' = 0{,}0134$ oder die Dämpfung für den Meßkreis allein zu:

$$d = 0{,}0287 - 0{,}0134 = 0{,}0153$$

bestimmt. Der aus der Formel:

$$\pi W \sqrt{\frac{C}{L}}$$

errechnete Wert für die Dämpfung war $d = 0{,}0158$, so daß man nach beiden Methoden eine Differenz von ca. 3,2 Proz. erhält.

Es läßt sich auch ferner bei den Aufnahmen feststellen, ob der Bogen Schwingungen erster Art macht, oder ob ein Erlöschen des Bogens zeitweise stattfindet. In letzterem Falle löst sich die Fläche der Resonanzkurve in einzelne leuchtende Linien auf.

Zur Verwendung bei gedämpften Schwingungen ist das eben geschilderte Verfahren nicht ohne weiteres brauchbar, da falls keine Abhängigkeit zwischen dem Einsetzen des Funkens in der Funkenstrecke und der momentanen Stellung des Rohres geschaffen wird, ein Aufleuchten des Rohres an verschiedenen Stellen erfolgt und kein stillstehendes Bild erzielt wird. Man muß daher den weiter oben geschilderten Kunstgriff anwenden und den Aufnahmeapparat gleichzeitig als Unterbrecher des Primärstromes des Induktoriums ausbilden, und zwar so, daß im allgemeinen pro Umdrehung eine Unterbrechung und ein Funke in der Funkenstrecke erreicht wird. Dies wird durch die Schleifringe m erzielt, in Verwendung mit dem meßbar verstellbaren Bürstenhalter v. Mittels des Bürstenhalters kann man die Unterbrechung an genau definierten Stellungen des Glimmlichtrohres her-

beiführen und erhält, je nachdem sich das Rohr mehr oder weniger in der Resonanzlage befindet, eine mehr oder minder lange gut stillstehende Glimmlichtschicht auf der Elektrode. Durchläuft man in derselben Weise, wie es früher in der Technik bei Aufnahmen von Wechselstromkurven mit der Joubertschen Scheibe gebräuchlich war, mit dem Bürstenhalter einen entsprechenden Winkelraum, so läßt sich die Resonanzkurve durch verschieden lange leuchtende Ordinaten demonstrieren und auch aufzeichnen oder photographieren. Fig. 12 zeigt das erhaltene Bild. Man zeichnet in diesem Falle besser die Kurve auf, da für jede Ordinate eine Expositionsdauer von 2 Minuten, im ganzen also für die Figur $^1/_2$ Stunde erforderlich ist, während sich beim Aufzeichnen der Kurve diese in einigen Sekunden festlegen läßt. Durch Verbinden der Spitzen der Ordinaten auf den photographischen

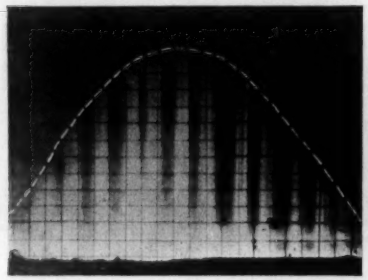
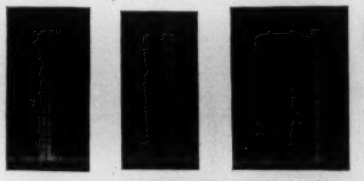


Fig. 12.

Aufnahmen erhält man die Resonanzkurve als solche (siehe Fig. 12). Man muß bei den Elektroden der Funkenstrecke darauf achten, daß sie einen regelmäßigen Funkenübergang zulassen und keine Verzögerung im Einsetzen des Funkens stattfindet, da sonst die leuchtenden Ordinaten nicht völlig stillstehen. Als geeignetes Material für photographische Aufnahmen wurden *Al*-Elektroden gefunden, bei denen das Bild der leuchtenden Elektrode so völlig stillsteht, daß selbst bei längerer photographischer Aufnahme die schmale Kante einer Platten-Elektrode bei der Aufnahme als dunkle Linie zwischen den hellen Streifen des Glimmlichts auf der Platte erscheint. Es ist ferner darauf zu achten, daß die Funkenstrecke so einreguliert wird, daß nur ein Funke pro Umdrehung stattfindet und keine Partialentladungen entstehen, die sich durch mehrfaches Aufleuchten der Röhre, d. h. durch mehrere feststehende leuchtende Ordinaten bemerkbar machen. Man kann daher auch den Apparat zur Untersuchung einer Funkenstrecke auf etwa vorhandene Partialentladungen gebrauchen. Diese Untersuchung läßt sich besser als mit dem rotierenden Spiegel machen, da hier jedes, einem Partialfunken entsprechende Bild völlig stillsteht, was beim rotierenden Spiegel und bei rotierenden Geißlerröhren ohne Elektroden und ohne Anwendung der Kontaktvorrichtung nicht zu erreichen ist. Bei passender Einregulierung der Funkenstrecke und des Primärstromes im Induktorium läßt es sich erzielen, wenn der Bürstenhalter *o* so eingestellt ist, daß der Funke am Anfang der Resonanzkurve in Richtung des Drehsinns der Röhre gedacht, einsetzt, die Resonanzkurve völlig und gleichzeitig durch ein Bild, welches sich aus vielen leuchtenden Ordinaten zusammensetzt, erscheint.

In Fig. 13 sind einige Aufnahmen dargestellt, welche erhalten werden, wenn die Primärstromstärke im Induktorium nach und nach vergrößert wurde.

Bild a gibt eine, b zwei und c drei Entladungen pro Funkenübergang. Es lassen sich in dieser Weise leicht 10—15 Entladungen pro



a b c

Fig. 13.

Funken noch feststellen, desgleichen läßt sich das Überspringen von einer gewissen Anzahl von Partialentladungen in eine um eine Entladung höhere gut demonstrieren.

Fig. 12 zeigt eine Resonanzkurve, welche ohne Partialentladungen in der Funkenstrecke aufgenommen wurde.

Auch aus den für gedämpfte Schwingungen aufgenommenen Kurven wurde versucht, die Dekremente zu berechnen[1]).

Nach Ausführung der Korrektion, durch welche die Überführung der auf einer Zylindermantelfläche liegenden Kurve in eine ebene Fläche bewirkt wird und die in diesem Falle bei der großen Breite der Kurve unerläßlich ist, erhält man aus der ausgezogenen, die gestrichelte Kurve Fig. 14. Aus dieser wiederum

1) Kapazität und Selbstinduktion der Systeme wie früher angegeben.

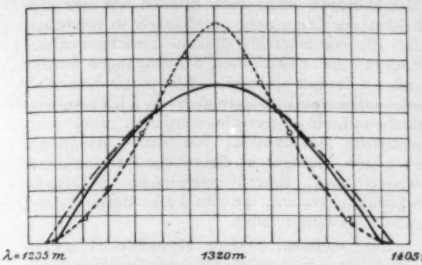


Fig. 14.

durch Reduktion der Ordinaten, entsprechend der Rohreichung, die punktierte richtige Kurve. Wird die Dekrementensumme $d_1 + d_2$ aus den Ordinaten 80 bis 50 dieser reduzierten endgültigen Kurve errechnet, so erhält man:

für die Ordinate	80	$d_1 + d_2 = 0{,}189$
	70	182
	60	177
	50	170
		$d_1 + d_{2\,\text{mittel}} = 0{,}181$.

Da die Dämpfung durch das Rohr[1]) in diesem Falle größer war und sich zu 0,0320 bestimmte,

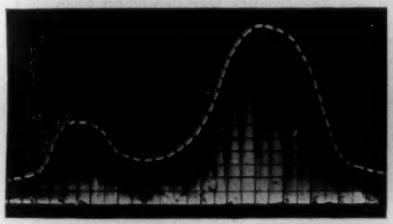


Fig. 15.

während die Dämpfung des Meßkreises ohne Rohr 0,0154 war (s. w. o.), so ist:

$$d_1 = 0{,}181 - 0{,}0476 = 0{,}1334.$$

Man erhält einen Wert von d_1, der für die angewendete Funkenstrecke von 1,5 mm Länge bei einer Kapazität von $1{,}23 \cdot 10^{-3}$ MF gut mit den in der Literatur enthaltenen Angaben übereinstimmt[2]).

Um weiter die Leistungsfähigkeit der Methode zu zeigen, wurden die in gekoppelten Kreisen herrschenden Schwingungen mittels des Apparates aufgenommen, und zwar wurde die

1) Es wurde ein Rohr mit Plattenelektroden verwendet, um größere Helligkeit beim Photographieren zu erzielen.
2) Vergl. Zenneck, El. Schwingungen.

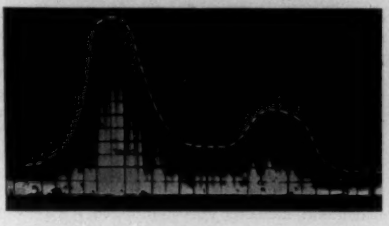


Fig. 16.

von Wien angegebene empfindliche Figur[1]) benutzt, die erhalten wird, wenn mittels Meßkreises die in einem Primärkreise mit Funkenstrecke herrschenden Schwingungen aufgenommen werden, und derselbe gleichzeitig mit einem Sekundärkreis so fest gekoppelt ist, daß in beiden Kreisen die Koppelungswellen entstehen. Die erhaltenen Kurven lassen bekanntlich eine äußerst genaue Abstimmung zwischen Primär- und Sekundärkreis zu.

Fig. 15—17 zeigt die erhaltenen Aufnahmen. In Fig. 15 ist der Primärkreis zu tief, in Fig. 16 zu hoch gestimmt. In Fig. 17 ist genaue Abstimmung erzielt. Um diese Figuren zu er-

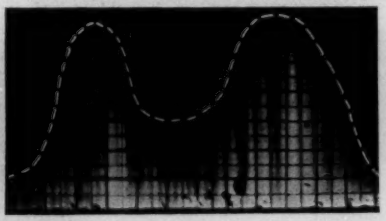


Fig. 17.

halten, wurde der Drehkondensator des Primärkreises jeweils auf:

$$C_1' = 1120\ \text{cm}_{\text{stat.}},\quad C_1'' = 1190\ \text{cm}_{\text{stat.}},\quad C_1''' = 1250\ \text{cm}_{\text{stat.}}$$

eingestellt. Die Konstanten der Systeme waren:

1) $L_1 =$	141000 cm	2) $L_2 =$	160000 cm
$C_1' =$	1120 „ stat.	$C_2 =$	1050 „ stat.
$C_1'' =$	1190 „	3) $C_3 =$	875 „ stat.
$C_1''' =$	1250 „		

So entsprechen die Figuren den Wellenlängen primär von:

λ_1	791	m
λ_{res}	814	„
λ_2	835	„

1) Wien, Ann. d. Phys. **25**, 26, 1908.

d. h. Fig. 15 einer Verstimmung um 2,84 Proz. zu tief, Fig. 13 einer Verstimmung um 2,59 Proz. zu hoch.

Es ergibt sich also aus den Resultaten, daß für diese feineren Untersuchungen der Apparat noch ausreichend genaue Resultate gibt. Es wurden hier verhältnismäßig große Verstimmungen bei den verschiedenen Aufnahmen gewählt, um große Unterschiede zu erzielen. Es lassen sich selbstverständlich noch bedeutend kleinere Verstimmungen nachweisen.

Charlottenburg, den 15. April 1911.

(Eingegangen 17. April 1911.)

Eine neue Form des geschlossenen Resonators zur Messung der Dämpfung kurzer elektrischer Wellen.

Von M. Levitsky.

Die Dämpfungsmessungen im Falle elektrischer Schwingungen offener Sender bieten bedeutende Schwierigkeiten, welche bei kleinen Dimensionen des Leiters fast unüberwindlich erscheinen. Das zeigen schon die von F. Kiebitz[1]) und die in neuerer Zeit von F. Conrat[2]) ausgeführten Messungen. Die Schwierigkeit stammt hauptsächlich her von der schnell wachsenden störenden Wirkung der benachbarten Leiter; die große Dämpfung der Schwingungen nebst ihrer kleinen Intensität erlaubt schon nicht die bekannten Methoden der Dämpfungsmessung (von V. Bjerknes und P. Drude) zu benutzen und es wird unmöglich, die Dämpfungsdekremente des Primär- und Sekundärleiters zu trennen.

Eine (im allgemeinen wohlbekannte) Methode scheint aber auch hier anwendbar zu sein: man versucht auch bei sehr kurzen Primärwellen einen Empfänger zu finden, dessen Schwingungen man als ungedämpft betrachten kann und dessen Schwingungen in derselben Zeit hinreichend intensiv sind. Dann wird die Resonanzkurve genügend ausgeprägt und, wenn es gelingt, sonstige störende Wirkungen möglichst wegzuräumen, so würde dieselbe die Ausrechnung des Dämpfungsdekrements des Primärleiters ermöglichen.

Denken wir uns einen Hohlraum im Innern eines idealen Metallkörpers und in ihm elektrische Schwingungen durch irgendeine Ursache erregt. Diese elektrischen Schwingungen müssen dann notwendig ungedämpft erfolgen, da die Energie keine Zerstreuung erleidet. Speziell kann der betrachtete Hohlraum der Zwischenraum zwischen zwei ineinander liegenden idealen Metallkörpern sein; hier können wir uns das Fehlen der Dämpfung anschaulich so vorstellen, daß die von einer Metallfläche zurückgeworfene Energie die elektrischen Schwingungen in der anderen immer unterhält. Ein partikulärer Fall solchen Systems ist bekanntlich von J. J. Thomson mathematisch untersucht worden[1]): zwei konzentrische Metallkugeln, von denen die innere im ersten Moment in elektrische Schwingungen versetzt wird, führen gemeinsame elektrische Schwingungen aus, die (im Falle idealer Leiter) ganz ungedämpft sind.

Ein ähnliches System versuchte ich zu benutzen, um einen möglichst ungedämpften Empfänger für kurze elektrische Wellen zu erhalten. Ob ein solches System genügend stark durch Primärwellen erregbar ist, konnte nur durch das Experiment entschieden werden, denn die Verhältnisse sind dabei zu kompliziert, um rechnerisch vorhersagen zu können, ob diejenigen Faktoren, welche im allgemeinen eine Verstärkung des Effekts erwarten ließen, ausschlaggebend sein würden gegenüber den ersichtlich vorhandenen abschwächenden Faktoren. Der innere Körper war ein kurzer, stabförmiger Leiter; die äußere Schale war eine Kugel, die in zwei Versuchen den Durchmesser = 2 und 4 Stablängen hatte[2]). Die Kugel hatte einen rechteckigen Ausschnitt für den Eintritt der Primärstrahlen; die Fläche dieses Ausschnittes war genügend klein im Vergleich mit der ganzen spiegelnden Fläche (die Dimensionen sind unten näher gegeben). Bei solchen Bedingungen konnte man erwarten, daß die von der Existenz der Öffnung stammende Dämpfung genügend klein ist, um vernachlässigt werden zu können.

Die Primärwellen sendete ein stabförmiger Oszillator aus, der nach K. Lindman[3]) konstruiert wurde mit dem Unterschied, daß die Funkenkugeln mit kurzen 1 mm dicken Stiften versehen waren ähnlich dem, wie es bei Laugwitz[4]) geschieht (Fig. 1). Die Dicke des Oszillators betrug 1,05 cm, die Länge konnte verändert werden mittelst der eingeschobenen

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. **5**, 872, 1901.
2) F. Conrat, Ann. d. Phys. **22**, 659, 1907.

1) J. J. Thomson, Rec. Resear. in El. and Mag. S. 372. Oxford 1893.

2) Bei der Wahl der Dimensionen der äußeren Schale ließ ich mich von der Idee leiten, daß man möglichst günstige Verhältnisse erwarten dürfte, wenn die von der Schale reflektierten Wellen den Oszillator in passender Schwingungsphase antreffen. Nach Abraham (Wied. Ann. **66**, 468, 1898) und F. Hack (Ann. d. Phys. **14**, 539, 1904; **18**, 634, 1905) bilden in der Wellenzone die Wellen eines stabförmigen Oszillators nahezu Ellipsoide, die mit dem Oszillator konfokal sind. Hier wurden sie also durch die Kugelform der Schale approximiert. — Durch äußere Umstände wurde ich leider verhindert, meine Absicht auszuführen, auch noch andere Kugeldimensionen zu prüfen.

3) K. Lindman, Ann. der Phys. **4**, 620, 1901.
4) M. Laugwitz, Phys. Zeitschr. **8**, 378, 1907.

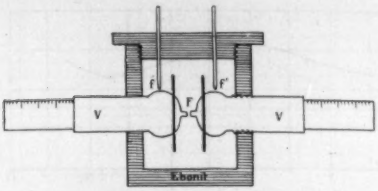


Fig. 1.

Stäbchen (0,87 cm dick) von der Anfangslänge 6,5 cm bis zu 30 cm. Das angewandte Schema zeigt Fig. 2. Das Induktorium I wurde von der Stromzentrale gespeist, der Ölteslatransformator T wurde bei der Konstruktion auf die Wellenlänge 400 m (in der Luft) nach der Drudeschen Formel[1]) berechnet, wie auch die hierzu kommende Kapazität L, die aus sechs Leidener Flaschen verschiedener Größe bestand. Der Teslatransformator gab einen 18 cm langen Funken in der Luft.

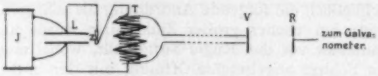


Fig. 2.

Es wurde sorgfältig darauf geachtet, daß alle Leitungsdrähte senkrecht zur Achse des Oszillators gerichtet waren. Alle Apparate außer dem Oszillator wurden auf den Boden gestellt (mit Glas und Paraffin gut isoliert), der Oszillator stand hoch oben so, daß er ungefähr die mittlere Stelle im Zimmerraume hatte. — Das Ebonitkästchen des Oszillators, welches mit der Mischung von Petroleum und Vaselineöl gefüllt war, wurde oft gereinigt, wie auch die Funkenspitzen.

Die Wellenlängen des Oszillators für verschiedene Längen der Stäbchen (da bei kleinen Längen sie nicht proportional der Länge des Oszillators waren) waren früher ausgemessen[2]).

Es wurden Experimente mit zwei verschiedenen Resonatoren ausgeführt. Der erste Resonator bestand aus zwei Messingstäbchen, die mit einem Thermoelement vereinigt in einem kleinen Ebonitkästchen befestigt wurden. Das Thermoelement wurde aus Eisen- und Konstantandrähten (0,02 mm dick) konstruiert. Der Widerstand desselben (ausgerechnet) mit den zum Galvanometer leitenden Drähten (gemessen) betrug ca. 6 Ohm. Das Thermoelement befand sich unter atmosphärischem Druck. Die Länge des Resonators war 9,8 cm, die Dicke der Stäbchen betrug 0,76 cm.

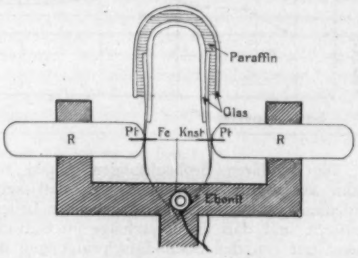


Fig. 3.

Der zweite Resonator, der bei der zweiten Reihe der Versuche diente, zeigt Fig. 3. In eine kurze 2 cm weite Röhre mit einem langen engen Ende wurden vier Platindrähte eingeschmolzen; zwischen den letzten wurde ein Thermoelement (Eisen-Konstantan) gespannt. Die Röhre wurde mittelst einer Kappe mit 2 cm langem Schliff geschlossen; nachdem die Röhre sorgfältig gereinigt und getrocknet wurde (wie bei Brandes[1]), wurde noch ein Gläschen auf die Kappe gesetzt, in welches Paraffin eingegossen wurde. Dann wurde die Luft bis zum guten Röntgenschen Vakuum ausgepumpt und der weite Teil vom langen Ende abgeschmolzen. Das so angefertigte Thermoelement besaß die 18fache Empfindlichkeit des nicht ausgepumpten. — Die Verbindung mit den Resonatorstäbchen sieht man aus Fig. 3. Die Stäbchen konnten verschieden dick genommen werden, die gesamte Länge des Resonators war 10 cm. Der Widerstand des Resonators (ausgerechnet) mit den zum Galvanometer leitenden Drähten betrug ca. 10 Ohm.

Die dünnen Drähte, welche von dem Thermoelement zum Galvanometer führten, wurden zusammengewickelt, gut isoliert und senkrecht zur Achse des Resonators gespannt.

Das Galvanometer, welches bei den ersten Versuchen diente, war ein Du-Bois-Rubenssches Galvanometer alter Konstruktion. Seine Empfindlichkeit (bei 5 Ohm Widerstand und 105 cm Skalenabstand) betrug $1{,}4 \cdot 10^{-9}$A. Bei den Versuchen mit dem zweiten Resonator diente ein Du-Bois-Rubenssches Panzergalvanometer; seine Empfindlichkeit (bei 35,04 Ohm Widerstand und 105 cm Skalenabstand war $4{,}4 \cdot 10^{-10}$A.

1) P. Drude, Ann. d. Phys. **9**, 293, 1902.
2) Siehe meine frühere Arb. in Journ. d. Russ. Phys. Ges. **38**, 276, 1909.

1) Brandes, Phys. Zeitschr. **6**, 503, 1905.

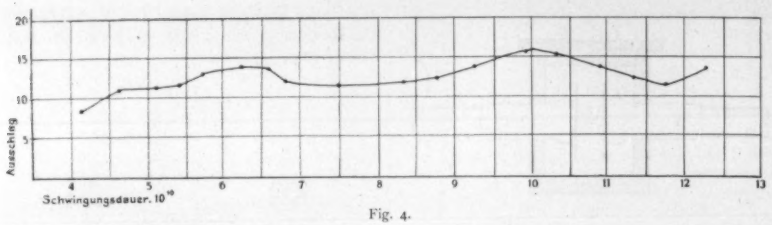


Fig. 4.

Die regulären Beobachtungen fingen nur dann an, wenn sichergestellt war, daß keine bedeutenden Störungen von umgebenden Leitern erfolgen und daß die Ausschläge im Galvanometer nur von den Sekundärschwingungen des Resonators stammen[1]). Wenn im Oszillator kein Funken übersprang, beobachtete man in allen Fällen (d. h. bei anderen Funken und elektrischen Schwingungen in den übrigen Teilen des Systems) keinen Ausschlag im Galvanometer. Es wurden nur die ersten Ausschläge im Galvanometer genommen. Diese Ausschläge blieben bis auf 5 Proz. ihrer Größe konstant. Die Nullpunktwanderungen, die meistens sehr langsam waren, wurden immer berücksichtigt.

In erster Reihe wurden die Versuche mit dem ersten wenig empfindlichen Resonator ausgeführt. Der Resonator lag immer in einer horizontalen Ebene mit dem Oszillator und ihm parallel. Die Resonanzkurve für den Fall, wo der Resonator ganz frei im Abstande von 45 cm vom Oszillator (ohne Spiegel) gestellt wurde, ist auf Fig. 4 gegeben. Man sieht hier zwei Resonanzstellen, welchen die Wellenlängen 19,5 cm und ca. 30 cm entsprechen, indem das zweite Maximum viel deutlicher als das erste aussieht. Diese Erscheinung, welche sich immer wiederholte (für den zweiten empfindlichen Resonator trat sie noch deutlicher hervor) dürfte sich dadurch erklären, daß das zweite Maximum von den Oberschwingungen des verlängerten Oszillators hervorgerufen wurde und daß diese Oberschwingungen sehr intensiv erfolgten.

Die Kugel, welche bei dem ersten Resonator angewandt wurde, war eine Messingkugel mit dem Durchmesser = 10 cm, was angenähert gleich der Halbwellenlänge des Resonators ist, wenn er frei schwingt. Sie bestand aus zwei Halbkugeln, von denen eine eine rechteckige Spalte = 10×1 cm hatte. Als der Resonator mit diesen Halbkugeln umgeben wurde, so daß die Öffnung gerade zwischen dem Oszillator und Resonator und ihnen parallel lag und die Mitte des Resonators mit dem Mittelpunkt der Kugel zusammenfiel, trat eine starke Verminderung des Ausschlags ein; falls die Spalte senkrecht zu der Achse des Erregers stand, war diese Verminderung viel geringer, aber auch bedeutend. Bei dieser Anordnung mußten jedenfalls die einfallenden elektrischen Wellen eine starke Beugung um die Kugel herum erfahren. Bei den Versuchen, diesen störenden Einfluß möglichst zu bekämpfen, erwies sich schließlich die folgende Anordnung als sehr günstig: ein ebener großer Zinkschirm wurde unmittelbar vor der Kugel aufgestellt, wobei eine im Schirm angebrachte Öffnung mit der in der Kugel befindlichen Öffnung fast zusammenfiel. Bei dieser Anordnung stiegen die Ausschläge auf so hohe Werte, daß sie diejenigen beim freien Resonator übertreffen[1]).

Demgemäß entschloß ich mich, die Resonanzmessungen bei dieser Anordnung auszuführen. Die sogleich zu besprechenden Messungsresultate scheinen dafür zu sprechen, daß die Komplikationen, die von der Anwesenheit des Schirmes herrühren könnten, nicht entscheidende Bedeutung besitzen. Eine nähere Analyse des Einflusses, den der Schirm ausübt, wäre natürlich erforderlich, war mir aber nicht möglich, weil die mir zur Verfügung stehenden Mittel nicht erlaubten, auf andere Weise genügend intensive Resonanz zu erhalten.

Der Resonator war sehr wenig empfindlich und die Abstände konnten nur klein genommen werden. Der Abstand des ebenen Schirmes von dem Resonator betrug nur 20 cm. Die Erscheinung ist aber so ausgeprägt, daß ich diese Experimente trotzdem für mitteilenswert halte.

In Fig. 5 ist die Resonanz ohne Kugel

1) Die Einzelheiten der Einstellung und Messungen, die zu diesem Zweck vorgenommen wurden, sind hier nicht mitgeteilt.

1) Es wurde dabei festgestellt, daß der Resonator am stärksten anspricht, wenn er in die Mitte der Kugel gestellt wird und daß bei der anderen Form der umgebenden Fläche (ein Zylinder mit der zum Resonator parallelen Achse und ein Zylinder mit der zu demselben senkrechten Achse) die Ausschläge schon kleiner wurden (vgl. oben Anm. S. 386).

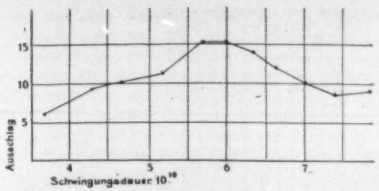


Fig. 5.

hinter dem Schirm gezeigt. Fig. 6 gibt die Resonanzkurve, welche zweimal mit dem in der Messingkugel eingeschlossenen Resonator er-

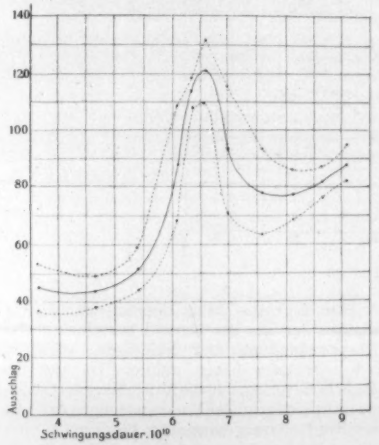


Fig. 6.

halten wurde, indem die Spalte parallel der Oszillatorachse stand.

Die letzte (mittlere) Resonanzkurve ist für die Ausmessungen wohl geeignet. Nach der Bjerknesschen Methode[1]) wurden die Wellenlänge und die Summe der Dämpfungsdekremente beider Leiter ausgerechnet. Es ergab

1) Siehe auch Kiebitz, l. c. S. 893.

sich als Mittel aus vier Zahlen $\lambda = 19{,}6$ cm, $2\omega = 0{,}77\ldots$

Die Größe 2ω muß nach unserer Anschauung (wenn wir auch noch das Joulesche Dekrement des Resonators vernachlässigen) das Dämpfungsdekrement des Erregers allein vorstellen. Nach der Abrahamschen Formel berechnet sich das Strahlungsdekrement eines 8,7 cm (bei der Resonanz) langen und 0,87 cm dicken stabförmigen Oszillators zu 0,816. Die Abweichung von der von uns erhaltenen Größe beträgt höchstens 10 Proz.[1]).

Bei den Versuchen mit dem zweiten empfindlichen Resonator war der ebene Schirm im Abstande 125 cm (Oszillator ohne Spiegel) vom Oszillator gestellt. Der Schirm war so groß, daß er von einer Wand zur anderen und vom Boden fast bis zur Decke reichte. Er hatte eine 105^2 cm große Öffnung, die man durch ein großes Zinkblatt mit Hilfe von vier Blockrollen entweder verdecken oder öffnen konnte. Die Spalte in diesem Zinkblatt hatte die Größe 4×21 cm und stand senkrecht zu der Achse des Oszillators.

Die Resonanzkurve, welche mit geöffnetem großen Fenster aufgenommen wurde, ist auf Fig. 7 gegeben; die Dicke der Resonanzstäbchen beträgt hier 1 cm.

Beim zweiten Resonator wurde eine Zinnkugel von etwa 38 cm Durchmesser und mit der Öffnung 4×21 cm benutzt. Die Resonanzkurven für diesen Resonator in der Zinnkugel zeigt Fig. 8; die Kurve I entspricht der Dicke der Resonatorstäbchen 1 cm; die Kurven II und III wurden aufgenommen, wenn die Resonatorstäbchen 0,7 und 0,4 cm dick waren.

Die ersten Maxima der drei Kurven gaben

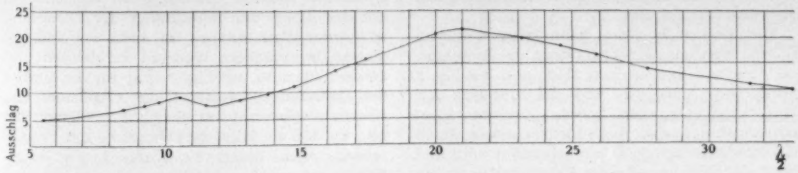


Fig. 7.

für $\lambda = 20{,}5$ cm, für 2ω: 0,81 . . ., 0,77 . . ., 0,77 . . . entsprechend. Die zweiten Maxima geben $\lambda = 46{,}3$ cm und $2\omega = 0{,}90\ldots$, $0{,}94\ldots$, $0{,}88\ldots$ entsprechend.

1) Wir bemerken zugleich, daß der große Zinkschirm und auch die Wände des Kästchens des Erregers eine Verminderung seiner Ausstrahlung verursachen konnten; der Funken im Oszillator müßte eine Vergrößerung der Dämpfung seiner Schwingungen hervorrufen.

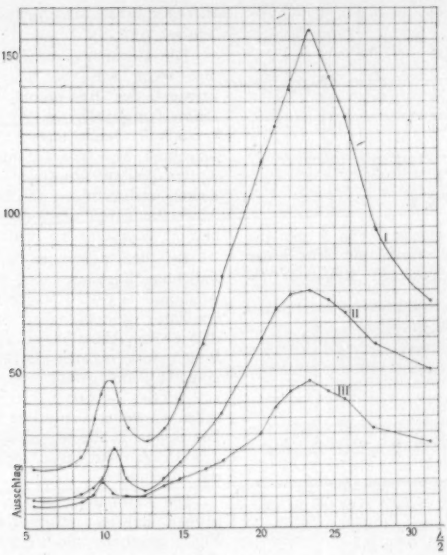


Fig. 8.

Das erste Maximum gibt also immer fast dasselbe 2ω, welches der früher aus der Kurve Fig. 6 erhaltenen Größe nahe liegt; das bestätigt wohl schon die Richtigkeit unserer Anschauung, daß die Dämpfung des Resonators hier fast gar nicht existiert. Es muß hier aber bemerkt werden, daß die ersten Maxima auf Fig. 8 nicht so fest und deutlich waren als die zweiten, und bei den wiederholten Versuchen sich etwas veränderten.

Die zweiten Maxima kann man auf zwei Weisen erklären. Erstens durch die Annahme, daß dieselben dem zweiten Maximum auf Fig. 7 entsprechen, daß wir also die Resonanz auf die Oberschwingungen haben. Zweitens kann man annehmen, daß diese Resonanzstelle durch die Grundschwingungen hervorgerufen wird und durch die Dimensionen der Kugel bestimmt ist. Bei jeder Erklärung stellen aber die aus dem zweiten Maxima berechnete $2\omega = 0{,}9\ldots$ einen zu großen Wert für das Dämpfungsdekrement der erregenden Wellen dar. Denn das Dämpfungsdekrement der Schwingungen zweiter Ordnung eines 18 cm langen und 0,87 cm dicken stabförmigen Oszillators rechnet sich nach der Abrahamschen Formel zu 0,42. Entsprechend der zweiten Erklärung berechnet sich das Dekrement der Grundschwingungen zu 0,658.

Hier liegt also keine Übereinstimmung vor zwischen der aus der Kurve I berechneten Oszillatordämpfung und derjenigen, welche er nach Abraham haben müßte. Da aber die Möglichkeit vorlag, daß die Aufstellung des Oszillators nicht genügend den Voraussetzungen der theoretischen Rechnung entspricht, hingegen der frei aufgestellte Resonator sie eher erfüllt, so lag es nahe, die Kurve I der Fig. 8 in Kombination mit der Fig. 7 zur Berechnung der Dämpfung des freien Resonators zu benützen und mit dessen theoretischem Wert zu vergleichen: das zweite Maximum auf Fig. 7 gibt für die Summe der Dämpfungsdekremente des Oszillators und Resonators die Zahl $2\omega = 1{,}74\ldots$ Nehmen wir also an, daß die faktische Dämpfung der Primärschwingungen durch die Kurve I, Fig. 8 gegeben wird und subtrahieren demgemäß von $1{,}74\ldots$ die Größe $0{,}90\ldots$, so muß die Differenz $0{,}84\ldots$ das Dämpfungsdekrement des freien Resonators darstellen; die Abrahamsche Formel gibt für unseren Resonator das Dämpfungsdekrement 0,816, was der erhaltenen Größe sehr nahe liegt. Die Zahl, welche wir aus Fig. 8 bestimmen, dürfte also wirklich der faktischen Dämpfung der Primärwellen entsprechen.

Zusammenfassend glauben wir berechtigt zu

sein, aus dem Vergleich der Fig. 4, 7 mit den Fig. 6, 8 sowie aus den eben diskutierten Übereinstimmungen zwischen den theoretischen und den aus den Kurven bestimmten Dämpfungsdekrementen zu schließen, daß die Dämpfung der elektrischen Schwingungen eines in eine Kugel eingeschlossenen stabförmigen Resonators sehr klein ist im Vergleich mit dem des freien Resonators und daß derartige Resonatoren ein Mittel geben könnten, die Dämpfung der kurzen elektrischen Wellen zu messen.

Leider sind mir jetzt die Mittel entzogen, die Erscheinung näher zu untersuchen und genauer die Rolle aufzuklären, welche in der Erscheinung einzelne Faktoren, wie besonders die Dimensionen der Kugel und der vor der Kugel aufgestellte Schirm, spielen, und ich bin genötigt, die Arbeit abzubrechen. Zu einer Publikation entschließe ich mich in der Hoffnung, daß es anderen Experimentatoren bei günstigeren experimentellen Hilfsmitteln leicht fallen wird, diese nähere Analyse der Erscheinung durchzuführen.

St. Petersburg, Januar 1911.

(Eingegangen 3. März 1911.)

Untersuchungen über die Reibung beim Schreiben in Ruß.

Von Christof Fleiß.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institute der Universität Graz, Nr. 1.)

Bei vielen Registrierungen wird das Schreiben in Ruß verwendet. Es ist daher, besonders wenn die Kräfte klein sind, für die Korrektion wichtig zu wissen, wie groß die Reibung ist.

Die vorliegenden Untersuchungen verfolgen den Zweck, die Größe der Reibung eines Schreibstiftes in ihrer Abhängigkeit von der Papier-, Rußsorte und dem Auflagedruck zu ermitteln, sowie die Erniedrigung derselben durch die Erschütterung zu studieren.

Um die Größe der Reibung zu bestimmen, wurde ein bifilar aufgehängtes System verwendet, das den Schreibstift trug, der auf dem berußten Papier schrieb. Das System konnte Schwingungen um eine vertikale Achse ausführen, die unter dem Einfluß der Reibung gesetzmäßig abnahmen. Aus dieser Abnahme wurde die Größe der Reibung bestimmt.

Das System war so dimensioniert, daß eine Dämpfung unmerklich war, und daß es bei ausgeschalteter Reibung Bewegungen vollführte, die durch die Formel

$$a = a_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$$

dargestellt werden, wobei a den Ausschlag der Zeigerspitze, T die Schwingungsperiode des Apparates bedeutet. War die Bewegung des Systems dem Einfluß der Reibung am Schreibstift ausgesetzt, so nahmen die Amplituden der Schwingungen linear ab und zwar so, daß die Differenz zweier aufeinanderfolgender Amplituden

$$a_n - a_{n+1} = 2r$$

der doppelten „Reibungsbreite" war. Eine eingehende Auseinandersetzung darüber findet sich in der „Theorie der automatischen Seismographen" von E. Wiechert.

Bei dieser Ableitung ist vorausgesetzt, daß die Reibung des Schreibstiftes auf der Unterlage konstant ist, daß also kein Unterschied zwischen der Reibung in der Ruhe und in der Bewegung vorhanden und daß die Geschwindigkeit der Schreibfläche gegenüber der Eigengeschwindigkeit des schwingenden Zeigers klein ist.

Daraus, daß sich bei den Versuchen tatsächlich eine lineare Abnahme der Amplituden zeigte, folgt, daß die Voraussetzungen der Theorie mit genügender Genauigkeit zutreffend waren. Der Zusammenhang zwischen der Reibungsbreite r und der Größe der Reibung R ist durch die Gleichung

$$\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 r = \frac{R}{m}$$

gegeben, worin „m" die resultierende Masse bedeutet, d. h. die Masse, die an der Schreibspitze angebracht zu denken ist, um die des Systems in bezug auf sein Trägheitsmoment Θ zu ersetzen. Bezeichnet ϱ den Abstand der Schreibspitze von der Drehungsachse des Systems, so ist

$$m\varrho^2 = \Theta.$$

Die Bestimmung der Abnahmen der Schwingungsbreiten des Systems wurden mittelst Spiegelablesung durchgeführt. Bezeichnet S_n den Schwingungsbogen in cm gemessen an der Skala und s_n den zugehörigen Schwingungsbogen der Schreibspitze und d den Skalenabstand, so ist

$$s_n = \frac{\varrho}{2d} S_n$$

$$r = \frac{s_0 - s_n}{4n}$$

$$r = \frac{\varrho(S_0 - S_n)}{8dn}$$

und da

$$\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot r = \frac{R}{m},$$

$$m = \frac{\Theta}{\varrho^2},$$

$$R = \frac{\pi^2 \Theta}{2 T^2 \varrho d} \frac{S_0 - S_n}{n},$$

$$R = C \cdot \frac{S_0 - S_n}{n} \text{ Dyn}. \qquad (1)$$

Die Zahlenwerte für die einzelnen meßbaren Größen des Systems waren:

$\Theta =$ 126,10⁴ gr/cm²,
$T =$ 12,13 sec
$\varrho =$ 35,2 cm.

Die Entfernung d konnte nicht immer gleich groß eingestellt werden und variierte zwischen den Werten 155 bis 164 cm.

I. Größe der Reibung in Abhängigkeit von der Belastung und Rußsorte.

Im folgenden ist in den Tabellen eine zahlenmäßige Darstellung der Größe der Reibung für verschiedene Papier- und Rußsorten und für verschiedene Auflagedrucke p des Schreibstiftes auf die berußte Papierfläche gegeben. p ist in mgr und R in Dyn angegeben.

Die auf ihren Reibungswiderstand untersuchten zwei Papiersorten sind das eigens zu Registrierzwecken hergestellte Glanzpapier, das auch unter diesem Namen in den Handel kommt und ein glattes Schreibpapier, das von E. Wiechert zur Registrierung in der Seismographie eingeführt wurde.

Beide Papiersorten wurden sowohl im unberußten als im berußten Zustande und zwar für folgende Rußsorten auf ihren Reibungswiderstand untersucht:

Leuchtgasruß,
Petroleumruß,
Terpentinruß,
Kampferruß.

Als Schreibstift war ein Glasfaden in Verwendung, der an seiner Spitze halbkugelförmig abgerundet war und einen Durchmesser von 0,14 mm hatte.

Es ist selbstverständlich, daß die unten genannten Zahlenwerte über die Größe der Reibung nur die Bedeutung haben können, daß sie einen Aufschluß über die Größenordnung der Reibung geben bei der günstigsten Berußungsart für die einzelnen Rußsorten. Es ist ja bekannt, daß man mit ein und derselben Flamme ganz verschiedenartige Rußsorten erzielen kann, je nach der Art und Weise wie die Berußung vorgenommen wird. Bei der Berußung von Papier scheint es zu gelten, daß, je niedriger die Temperatur des Papiers bei der Berußung gehalten werden kann, desto zarter und gleichmäßiger wird der Niederschlag des Rußes, womit dann selbstverständlich auch der Reibungswiderstand des Rußes sinkt.

Um den Druck der Schreibspitze verändern zu können, bestand die Schreibvorrichtung aus einem in Glaslagern leicht beweglichen Wagebalken aus Aluminiumdraht, dessen Ende die Schreibspitze trug. Der Druck der Schreibspitze konnte dadurch verändert werden, daß auf diesem Wagebalken in verschiedenen Entfernungen ein Reitergewicht aufgesetzt werden konnte. Für größere Belastungen gibt der auf das Ende reduzierte Reiterdruck direkt die Belastung mit genügender Genauigkeit an. Für kleinere Drucke muß jedoch berücksichtigt werden, daß schon ein gewisses Übergewicht erforderlich ist, um die Schreibspitze gerade mit dem Papier in Berührung zu bringen. Dieses auf die Schreibspitze reduzierte Übergewicht p_0 konnte nicht direkt bestimmt werden, sondern wurde auf folgende Weise durch Extrapolation ermittelt. Trägt man die Reibungswiderstände als Ordinaten und die Belastungen als Abszissen auf, so ergibt sich bei größerer Belastung ein nahezu linearer Verlauf des Reibungswiderstandes mit dem Druck; es lassen sich die Beobachtungen mit genügender Genauigkeit durch eine Hyperbel darstellen, deren Asymptote jene gerade Linie ist. Aus dem Durchschnittspunkte der Hyperbel mit der Abszissenachse ergibt sich jener Wert von p_0, der aufzulegen ist, damit die Schreibspitze gerade die Fläche berührt. Die Belastung des Zeigers setzt sich aus der Summe $p + p_0$ zusammen, in der p den wirklich auf die Schreibfläche ausgeübten Druck der Schreibspitze bedeutet. Die Werte für p_0 schwanken bei den einzelnen Versuchen zwischen 0,5 und 0,37 mgr.

Bezeichnet φ den Neigungswinkel der Asymptote zur Abszissenachse, so kann die Reibung durch die Gleichung dargestellt werden

$$R = \operatorname{tg} \varphi \cdot p \sqrt{1 + \frac{2a}{p}},$$

worin a die große Achse der Hyperbel bedeutet. Der Reibungskoeffizient

$$\frac{dR}{dp} = \frac{\operatorname{tg} \varphi \,(p + a)}{p \sqrt{1 + \frac{2a}{p}}}$$

wird für größere Belastungen von der Belastung unabhängig und zahlengleich

$$\frac{dR}{dp} = \operatorname{tg} \varphi .$$

Die in den Tabellen angegebenen Zahlenwerte für den Reibungswiderstand in den verschiedenen Rußsorten sind Mittelwerte, die aus verschiedenen und zu verschiedenen Zeiten berußten Papierstreifen gewonnen wurden. Um ein Bild davon zu geben, wie stark die einzelnen Beobachtungen von dem Mittelwerte abweichen,

seien in Tabelle I, Einzelwerte und Mittelwerte für eine bestimmte Rußsorte und zwar für Glanzpapier mit dünner Leuchtgasberußung angegeben.

Tabelle I.

In mgr $p+p_0$	R in Dyn						$\bar{R}$
1	0,78	0,90	0,79	0,82	0,92	0,95	0,86
2	1,45	1,47	1,53	1,83	1,89	1,62	1,65
3	2,02	2,37	2,57	2,30	1,99	2,43	2,28
5	2,65	3,23	2,89	2,92	3,34	3,08	3,02
7	4,29	4,31	3,71	3,86	4,20	4,11	4,08
10	5,36	5,47	5,52	5,3	4,82	4,91	5,23
20	8,36	9,32	—	—	—	—	8,63
30	12,7	12,0	13,8	13,1	—	—	12,9
40	15,2	17,4	—	—	—	—	16,3
50	18,1	22,1	—	—	—	—	20,1
60	20,4	21,8	24,9	23,3	—	—	22,6
80	33,1	30,5	—	—	—	—	31,8
110	38,6	44,8	37,3	41,3	—	—	40,5

Kolonne 1 gibt die Belastung des Zeigers $p+p_0$ in mgr an. Die zweite Rubrik gibt die Einzelwerte der Reibung in Dyn und die letzte Kolonne den zugehörigen Mittelwert an.

Um alle Beobachtungsresultate in einer Tabelle vereinigen zu können, sind in Tabelle II alle Reibungswiderstände nicht dem wirklichen Auflagedrucke p, sondern dem Werte $p+p_0$ zugeordnet, und zwar unter R die aus den Versuchen bestimmten Mittelwerte und unter R_b, die aus der Beziehung

$$R = \operatorname{tg}\varphi \cdot p \sqrt{1 + \frac{2a}{p}}$$

gerechneten, wobei der Berechnung die in den vorletzten zwei Horizontalreihen angegebenen Werte für $\operatorname{tg}\varphi$ und a zugrunde gelegt wurden.

Die römischen Ziffern bezeichnen die Rubriken der einzelnen Ruß- und Papiersorten:

I Glanzpapier, unberußt
II do. Leuchtgasberußung, dünn
III do. do. dick
IV do. Petroleumberußung, dünn
V do. do. dick
VI do. Terpentinberußung, dünn
VII do. Kampferberußung, dick
VIII Glattes Schreibpapier, unberußt
IX do. Leuchtgasberußung, dünn
X do. do. dick
XI do. Petroleumberußung, dünn
XII do. do. dick
XIII do. Terpentinberußung, dick.

Um einen Überblick zu geben, wie sich die Reibungswiderstände dem wirklichen Auflagedruck p zuordnen, sind aus Tabelle II die Werte der Tabelle III berechnet worden. Bei 0,2 mgr Auflagedruck kann man bei dünner Petroleumberußung gerade noch deutliche Schrift erzielen. 0,56 mgr stellt jenen Minimaldruck

Tabelle II.

$p+p_0$	I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII		IX		X		XI		XII		XIII	
	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b	R	R_b
0,6		0,16		0,49		0,63		0,46		0,61		0,67		0,69		0,32		0,66		0,71		0,65		0,68		0,76
0,7		0,23		0,63		0,79		0,59		0,75		0,82		0,91		0,39		0,80		0,86		0,78		0,84		0,92
0,8		0,28		0,75		0,93		0,70		0,86		0,94		1,09		0,46		0,93		0,99		0,90		0,97		1,05
0,9		0,32		0,88		1,00		0,78		0,97		1,06		1,23		0,52		1,04		1,11		1,00		1,09		1,17
1,0	0,40	0,37	0,86	0,95	1,21	1,14	0,83	0,88	1,18	1,06	1,23	1,16	1,31	1,36	0,57	0,58	1,07	1,14	1,19	1,22	1,07	1,10	1,21	1,20	1,28	1,28
2,0	0,74	0,70	1,65	1,65	1,87	2,01	1,57	1,51	1,69	1,78	1,69	1,93	2,29	2,33	1,12	1,49	1,98	2,00	2,17	2,18	1,89	1,84	2,17	2,03	2,20	2,14
3,0	0,95	0,98	2,28	2,19	2,69	2,66	2,00	1,99	2,33	2,36	2,01	2,49	2,82	3,04	1,54	1,49	2,75	2,74	2,91	3,01	2,48	2,42	2,62	2,67	2,94	2,82
5,0	1,50	1,52	3,02	3,11	3,72	3,76	2,76	2,81	3,36	3,26	3,4	3,42	4,02	4,19	2,49	2,46	4,21	4,10	4,59	4,55	3,36	3,44	3,74	3,78	3,91	4,00
7,0	2,04	2,00	4,08	3,94	4,61	4,76	3,63	3,53	4,07	4,08	4,09	4,21	5,23	5,17	3,40	3,35	5,54	5,40	6,05	6,05	4,52	4,37	4,76	4,79	4,88	5,07
10,0	2,71	2,73	5,23	5,11	6,39	6,18	4,59	4,55	5,36	5,16	5,37	5,29	6,83	6,5	4,72	4,68	7,44	7,32	8,47	8,27	5,83	5,69	6,28	6,19	6,58	6,58
20,0	5,20	5,12	8,63	8,79	11,2	10,6	8,3	7,89	9,75	8,74	8,15	8,46	11,7	10,5	9,10	9,09	14,03	13,6	15,9	15,6	10,3	9,89	10,63	10,6	10,7	11,4
30,0	7,50	7,50	12,9	12,4	14,9	14,9	11,1	10,8	11,9	12,1	11,6	11,4	14,3	14,1	13,7	13,5	19,9	19,8	21,9	22,8	13,8	14,0	14,8	14,9	16,7	16,1
40,0	10,0	10,1	16,3	15,9	19,5	19,2	13,2	13,7	15,5	15,4	13,6	14,3	16,6	17,7	17,5	17,9	26,2	26,1	29,5	30,0	17,4	18,1	20,14	19,2	21,4	20,7
50,0	12,9	12,4	20,1	19,4	24,1	23,5	17,4	16,7	19,1	18,7	16,5	17,1	22,6	20,7	22,4	22,3	32,7	32,3	37,1	37,3	21,0	22,1	23,2	23,5	26,8	25,3
60,0	15,2	14,7	23,6	22,9	27,4	27,7	19,6	19,7	21,8	22,0	19,9	25,0	24,6	26,6	27,0	37,6	38,5	—	—	—	27,4	26,2	28,0	27,7	30,4	29,9
80,0	19,6	19,8	31,8	30,1	36,3	37,3	26,4	25,8	27,9	28,4	26,2	25,6	32,8	31,6	34,9	35,5	51,2	51,0	—	—	34,1	34,2	37,2	36,2	40,4	39,1
110,0	26,6	26,7	40,5	40,4	46,7	45,8	34,3	34,5	37,9	38,4	34,0	33,7	42,2	41,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$\operatorname{tg}\varphi$ . . .		0,24		0,349		0,423		0,295		0,345		0,273		0,339		0,44		0,622		0,72		0,40		0,42		0,46
a		2,1		6,45		6,43		7,64		8,6		14,8		14,5		1,08		2,37		1,97		5,57		6,4		5,9
p_0		0,50		0,45		0,43		0,44		0,40		0,40		0,45		0,38		0,37		0,37		0,37		0,4		0,37

Tabelle III.

Auflagedruck der Schreibspitze p in mgr	Reibungswiderstand R in Dyn												
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	XIII
0,2	—	—	—	0,5	—	—	—	—	—	—	0,7	—	—
0,56	0,39	0,96	1,16	0,88	1,03	1,12	1,38	0,54	1,07	1,15	1,03	1,16	1,21
1,0	0,54	1,24	1,53	1,18	1,36	1,5	1,8	0,75	1,47	1,58	1,37	1,55	1,63
10,0	2,85	5,25	6,34	4,7	5,3	5,4	6,7	4,9	7,5	8,3	5,7	6,35	6,8
100,0	24,8	37,2	46,9	31,9	34,9	31,3	38,6	44,0	63,4	73,5	42,3	44,7	50,4

des Schreibstiftes vor, bei dem bei allen Rußsorten noch deutliche Schrift zu erzielen ist.

Aus Tabelle III folgt das Ergebnis, daß das Glanzpapier mit Petroleum berußt, bei einer hinreichend deutlichen Schreibweise, den geringsten Reibungswiderstand aufweist. Die Ursache liegt daran, daß man mit Petroleum die Berußung durchführen kann, ohne mit der Flamme den Papierstreifen zu erhitzen, wodurch ein Einbrennen der Rußteilchen verhindert wird. Außerdem erzielt man gleich vom Anfang eine gleichmäßige Berußung. Auch die Terpentinberußung kann leicht gleichmäßig erhalten werden, nur nehmen die Rußteilchen einen zäheren Zusammenhang, so daß beim Durchgang des Stiftes dieselben nicht so sehr beiseite geschoben, sondern durchschnitten werden, wodurch die Linien schmal, dunkel und undeutlich werden. Beim Berußen mit Leuchtgas muß man die Flamme ganz über das Papier hinstreifen lassen, wodurch der anfängliche Rußniederschlag ungleichmäßig wird, sich in das Papier einbrennt und bei längerer Berußung an einzelnen Stellen eine graue Färbung annimmt. Dieser graue Ruß besitzt einen Reibungswiderstand, der für Belastungen von 3 oder 4 mgr bereits eine Größe von 5,4 resp. 6,3 Dyn aufweist.

II. Herabsetzung der Reibung durch Erschütterung.

Es ist allgemein bekannt, daß man die Reibung fester Körper aufeinander durch Erschütterung herabsetzen kann. Marvin versuchte die Reibung bei seismischen Aufzeichnungen durch künstliche Erschütterung herabzusetzen. Es erschien daher wünschenswert, auch diese Erscheinungen zu untersuchen. Dazu wurden mittelst eines elektromagnetisch betriebenen Hammers periodische Erschütterungen der Schreibfläche hergestellt, deren Periodenzahl n doppelte Amplitude i und Schwingungsrichtung bestimmt werden konnte. Für die Erschütterungen kommen drei Richtungen, die eine wesentlich voneinander verschiedene Wirkung auf die Reibung am Schreibstift haben, in Betracht.

A. Erschütterung senkrecht zur Schreibfläche.

Die Erschütterung senkrecht zur Schreibfläche wird auf den Schreibstift Stoßwirkungen ausüben, wodurch der Auflagedruck eine wechselnde Vergrößerung und Verringerung erfährt. Sind die Erschütterungen ziemlich stark, so wird der Schreibstift in eine hüpfende Bewegung übergehen, die infolge der Eigenbewegung des Zeigers zu kleinen Bögen ausgezogen werden, deren Spurweite um so größer ist, je größer die Geschwindigkeit des Zeigers und je höher die hüpfende Bewegung ist. Mit der Größe dieser Spurweite wird die Wirkung der Reibung am Schreibstift abnehmen und gleich Null sein, solange der Schreibstift bei seiner hüpfenden Bewegung außerhalb des Bereichs der Erschütterung ist. In den Momenten des Auftreffens auf die Schreibfläche wird der Auflagedruck von Null bis etwas über p wachsen und wiederum auf Null herabsinken, während dieser Zeit, die sehr klein ist, wird eine Reibung stattfinden, die mit der Stärke des jeweiligen Druckes schwankt. Ist die Belastung des Zeigers gegenüber der Intensität der Erschütterung so groß, daß der Impuls derselben nicht ausreicht, um den Stift zum Verlassen der Schreibfläche zu bringen, so wird der Auflagedruck ebenfalls periodisch schwanken, aber nie auf den Wert Null herabsinken, nur den Minimalbetrag p' erreichen. Diese Einwirkungen der normalen Erschütterungen auf den Schreibstift werden eine Abnahme der Reibungsbreite und des Reibungswiderstandes zur Folge haben. Bei heftigen Erschütterungen, bei denen der Auflagedruck auf Null herabsinkt, werden die Amplituden der Schwingungen des Zeigers allmählich bis Null herabsinken und sich asymptotisch der Ruhelage nähern. Bei schwachen Erschütterungen, durch welche der Auflagedruck nur den Minimalwert p' erreicht, wird die Amplitude a der

Tabelle IV.

i in μ	Größe der Reibung in Dyn				
	$q = 2$ in mgr	$q = 4$ in mgr	$q = 7$ in mgr	$q = 10$ in mgr	$q = 20$ in mgr
0	2,65	4,37	6,69	8,52	13,3
84	2,37	4,05	5,50	7,62	12,9
109	2,23	3,07	4,65	6,22	12,2
120	1,66	2,47	3,46	5,94	10,9

letzten Schwingung $a \leq r'$ als die Reibungsbreite sein, welche dem Drucke p' entspricht.

Tabelle IV bringt eine anschauliche Darstellung, wie die Reibung mit zunehmender Erschütterungsintensität abnimmt.

Der Reibungswiderstand wurde aus größeren Schwingungsbögen mit Hilfe der Formel (1), die hier nur angenäherte Gültigkeit hat, berechnet. i gibt die Größe der doppelten Amplitude der Erschütterung in Mikron und q die Belastung des Zeigers in mgr an.

Um einen Überblick zu bekommen, wieweit durch die Erschütterung der Einfluß der Reibung am Schreibstift einer Dämpfung genähert wird, wurde auch die Dämpfungskonstante

$$R = \sqrt[z]{\frac{s_0}{s_z}}$$

bestimmt. Tabelle V bringt die Werte für R.

Tabelle V.

Dämpfungsverhältnis K.

$q = 4$ $i = 84$ $z = 10$ $s = (0{,}7 \ldots 0{,}03)$	$q = 7$ $i = 84$ $z = 8$ $s = (0{,}85 \ldots 0{,}22)$	$q = 10$ $i = 84$ $z = 4$ $s = (0{,}63 \ldots 0{,}05)$	$q = 20$ $i = 84$ $z = 2$ $s = (0{,}26 \ldots 0{,}04)$
1,063	1,083	1,153	1,504
1,084	1,137	1,225	1,637
1,121	1,207	1,342	—
$q = 4$ $i = 109$ $z = 20$ $s = (1{,}24 \ldots 0{,}11)$	$q = 7$ $i = 109$ $z = 10$ $s = (0{,}7 \ldots 0{,}05)$	$q = 10$ $i = 109$ $z = 10$ $s = (0{,}94 \ldots 0{,}1)$	$q = 20$ $i = 109$ $z = 2$ $s = (0{,}43 \ldots 0{,}04)$
1,026	1,050	1,051	1,103
1,032	1,057	1,061	1,276
1,031	1,051	1,060	—
1,032	1,050	1,058	—
1,036	—	—	—
$q = 4$ $i = 120$ $z = 12$ $s = (0{,}74 \ldots 0{,}1)$	$q = 7$ $i = 120$ $z = 10$ $s = (0{,}6 \ldots 0{,}04)$	$q = 10$ $i = 120$ $z = 10$ $s = (0{,}75 \ldots 0{,}11)$	$q = 20$ $i = 120$ $z = 2$ $s = (0{,}13 \ldots 0{,}05)$
1,016	1,026	1,036	1,133
1,032	1,043	1,049	1,279
1,036	1,043	1,056	1,265
1,034	1,047	1,050	—
1,041	1,043	—	—
1,043	—	—	—

$q = 2$ $i = 120$ $z = 20$ $s = (1 \ldots 0{,}07)$

1,012	1,021
1,018	1,022
1,018	1,024
1,019	1,018

Die Größen, die als Überschrift bei den einzelnen Zahlengruppen für R angeführt sind, bedeuten:

q Belastung des Zeigers in mgr;
i doppelte Amplitude der Erschütterung in μ;
z Anzahl der zur Berechnung von R verwendeten Schwingungsbögen;
$\alpha \ldots \beta$ Grenzwerte der Schwingungsbögenlängen in cm.

Der erste Wert für R ist immer aus Bögen größerer Länge berechnet.

B. Erschütterungen parallel zur Ebene der Schreibfläche und Registriergeschwindigkeitsrichtung.

Bei dieser Erschütterungsart wird der Schreibstift in keine hüpfende Bewegung versetzt, so daß er immer mit demselben Drucke p auf der Schreibfläche aufliegt. Dafür tritt aber ein anderes Moment für die Reibung am Schreibstift in Erscheinung. Die Schwingungen der Erschütterung erfolgen nämlich in raschem Wechsel bald in derselben, bald in der entgegengesetzten Richtung der Registriergeschwindigkeit. Es wird also die Registriergeschwindigkeit geändert, und zwar vergrößert, wenn die Erschütterungsgeschwindigkeit genügend groß ist. Bei großer Registriergeschwindigkeit ist also die Reibung am Schreibstift nicht mehr als konstant zu betrachten, sondern ist (Wiechert, l. c.) dargestellt durch die Beziehung

$$R_1 = \frac{R}{v}\frac{da}{dt}\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{v}\frac{da}{dt}\right)^2}}, \qquad (2)$$

wo v die Registriergeschwindigkeit bezeichnet.

Die Gültigkeit dieser Formel bleibt natürlich auch bestehen, wenn die Richtung der Geschwindigkeit v die entgegengesetzte wird. Für den vorliegenden Fall ist die Sachlage folgende. Ist n die Periodenzahl der Erschütterung pro Sekunde und i die doppelte Amplitude der Erschütterung in Mikron, so hat die Schreibfläche infolge der Erschütterung allein eine mittlere Geschwindigkeit von der Größe

$$\frac{2ni}{10^4}\frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Rechnet man außerdem die eigentliche Geschwindigkeit v_1 der Registrierung hinzu, so sind die durchschnittlichen Geschwindigkeiten für die entgegengesetzten Richtungen

$$\left(\frac{2ni}{10^4} + v_1\right)$$

und

$$\left(\frac{2ni}{10^4} - v_1\right),$$

wenn

$$\frac{2ni}{10^4} > v_1$$

vorausgesetzt wird. Diese beiden Geschwindigkeiten geben wieder einen Mittelwert

$$\frac{2\,n\,i \text{ cm}}{10^4 \text{ sec}},$$

wenn von der Bewegungsrichtung abgesehen wird. Der Momentanwert R_1 des Reibungswiderstandes kann daher dargestellt werden

$$R_1 = \frac{R\,10^4}{2\,n\,i}\frac{da}{dt}\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{10^4}{2\,n\,i}\frac{da}{dt}\right)^2}}.$$

Man sieht aus dieser Formel, daß, je kleiner der Ausdruck

$$\frac{10^4}{2\,n\,i}\frac{da}{dt}$$

wird, um so mehr nähert sich die Wirkung der Reibung am Schreibstift einer der Geschwindigkeit proportionalen Dämpfung.

Diese Folgerungen wurden durch diese Versuche bestätigt und sind in Tabelle VI zusammengestellt.

Tabelle VI.

i in μ	R in Dyn	
	$q = 1$ in mgr	$q = 2$ in mgr
0	1,56	2,51
80	1,54	2,51
180	1,55	2,51

Dämpfungskonstante

$q = 1$ $i = 80$ $z = 20$ $s = (1.4 \ldots 0{,}03)$	$q = 2$ $i = 80$ $z = 14$ $s = (0{,}81 \ldots 0{,}02)$
1,022	1,041
1,013	1,057
1,017	1,083
1,022	1,105
1,056	—
1,045	—
$q = 1$ $i = 180$ $z = 20$ $s = (1 \ldots 0{,}04)$	$q = 2$ $i = 180$ $z = 10$ $s = (0{,}4 \ldots 0{,}05)$
1,018	1,051
1,020	1,044
1,039	1,056
1,031	1,061
1,032	—
1,03	—

Oben sind die Reibungswiderstände R angeführt und man sieht aus ihnen, daß sie durch die Erschütterung für ein und dieselbe Belastung nicht geändert werden.

Unten sind, analog der Tabelle V, die Zahlen für die Dämpfungskonstante K angeführt.

Die Periodenzahl der Erschütterung war $n = 27$.

Die Versuche über den Einfluß der Erschütterung wurden durchwegs mit Glanzpapier und starker Gasberußung durchgeführt.

C. Erschütterungen parallel zur Ebene der Schreibfläche und senkrecht zur Registrierrichtung.

Die Erschütterungen werden weder eine Verminderung des Druckes noch eine Vergrößerung der Registriergeschwindigkeit veranlassen. Es fallen die Erschütterungsbewegungen der Schreibfläche mit der Eigenbewegung des Schreibstiftes zusammen oder sie sind der Richtung nach entgegengesetzt. Überträgt man die Schreibflächenbewegung infolge der Erschütterung auch auf den Schreibstift, so ist der scheinbare Weg des Stiftes, während er einen Schwingungsbogen s von links nach rechts beschreibt, wenn T_0 die Schwingungsdauer des Pendels bedeutet, in dieser Richtung gleich

$$\left(\frac{2\,n\,i}{10^4}\frac{T_0}{4}+s\right) \text{ cm},$$

in der entgegengesetzten

$$\left(\frac{2\,n\,i}{10^4}\frac{T_0}{4}\right) \text{ cm}.$$

Es wird dem Pendel infolge des ersten Weges die Energie

$$\left(\frac{2\,n\,i}{10^4}\frac{T_0}{4}+s\right)R' \text{ Erg}$$

entzogen, infolge des zweiten Weges die Energie

$$\frac{2\,n\,i}{10^4}\frac{T_0}{4}\cdot R' \text{ Erg}$$

erteilt. Der Gesamtverlust bleibt derselbe, wie bei einer Registrierung ohne Erschütterung.

Es bleibt die Abnahme der Schwingungsbögen konstant und unverändert. Diese Schlußfolgerungen wurden durch Versuche nicht belegt.

III. Bedeutung der Erschütterung für die Registrierung kleiner seismischer Störungen.

Zum Schlusse möge die Formel

$$\frac{d^2a}{dt^2} = -\left(\frac{2\pi}{T_0}\right)^2 a \pm \frac{R'}{m}$$

einer kleinen Betrachtung unterzogen werden. Man sieht aus ihr, daß das Pendel bei ruhender Schreibfläche erst dann in Bewegung kommen wird, wenn die anregenden Kräfte den Reibungswiderstand an Größe übertreffen. Es werden durch diese Art der Registrierung Bewegungen des Pendels, wie sie durch anregende Kräfte, die kleiner oder gleich R' sind, hervorgerufen wurden, nicht wiedergegeben, darin liegt der Hauptübelstand dieser Registriermethode. Allerdings bringt die Eigenbewegung der Schreibfläche ein wesentlich neues Moment in die Erscheinung, welches diesen Übelstand zu beheben scheint. Denn bei vorhandener Eigenbewegung

der Schreibfläche ist die zur Bewegung des Pendels erforderliche anregende Kraft dargestellt durch die Beziehung

$$R_1 = R' \sin \psi$$

oder nach (2)

$$R_1 = \frac{R'}{v}\frac{da}{dt}\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{v}\frac{da}{dt}\right)^2}},$$

wobei ψ den Winkel bedeutet, den die Tangente in einem Punkte der registrierten Kurve mit der Mittellinie einschließt. Für jede anregende Kraft K, wenn sie auch noch so klein ist, ist dann ein Ausschlag von so kleiner Amplitude denkbar, daß für jeden Punkt der Kurve

$$K > r \sin \psi$$

ist, denn die Wellenlänge ist mit der Registriergeschwindigkeit konstant. Die Größe der auftretenden Amplitude wird mit v wachsen. Den vollständigen Zusammenhang zwischen einem gegebenen K und v und der auftretenden Amplitude würde die Integration der Differentialgleichung

$$\frac{d^2a}{dt^2} = -\left(\frac{2\pi}{T_0}\right)^2 a \mp \frac{R'}{mv}\frac{da}{dt}\cdot\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{v}\frac{da}{dt}\right)^2}}$$

geben, deren Lösung aber nicht gelingt.

Um also für kleine Anregungen, deren Ausschläge noch von Interesse sind, meßbare Registrierungen zu bekommen, hätte man die Registriergeschwindigkeit recht groß zu wählen, und der vorhin erwähnte Übelstand wäre behoben.

Bei seismischen Registrierungen aber, die sehr häufig mit berußtem Papier durchgeführt werden, geht es nicht an, die Registriergeschwindigkeit v sehr groß zu wählen, und zwar deshalb nicht, weil die Wellen zu flach würden und die berußten Papierstreifen zu oft gewechselt oder sehr groß gewählt werden müßten.

Über dieses Moment der Schwierigkeit, daß es nicht angeht, die Registriergeschwindigkeit v beliebig groß zu wählen, hilft nun die Erschütterung der Schreibfläche hinweg. Denn sowohl im ersten Fall bei Erschütterung senkrecht zur Ebene der Schreibfläche als auch parallel zur Ebene der Schreibfläche in der Richtung der Registriergeschwindigkeit, nähert sich der Einfluß der Reibung für kleine Amplituden einer Dämpfung. Im ersteren Falle werden kleine Anregungen deshalb nicht wirkungslos bleiben, weil innerhalb sehr kleiner Zeitintervalle, der Reibungswiderstand R' nach Maßgabe der Stärke der Erschütterung immer auf sehr kleine Beträge oder auf Null herabsinkt. Im zweiten Falle bedeutet die Wirkung der Erschütterung sowieso nichts anderes als eine Vergrößerung der Registriergeschwindigkeit. In diesem Ergebnisse liegt eben das Hauptresultat der Untersuchungen über den Einfluß der Erschütterungen auf die Reibung am Schreibstift. Von den beiden wirksamen Erschütterungsarten ist die parallel zur Ebene der Schreibfläche in der Richtung der Registriergeschwindigkeit vorzuziehen, weil sie die deutliche Schreibweise nicht beeinflußt.

IV. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die Untersuchungen über die Reibung beim Schreiben in Ruß wurden für Leuchtgasruß, Petroleumruß, Terpentinruß und Kampferruß durchgeführt. Zur Berußung wurden zwei Papiersorten, Glanzpapier und glattes Schreibpapier, verwendet. Es wurde die Abhängigkeit der Größe der Reibung vom Auflagedruck der Schreibspitze bestimmt, dabei ergab sich ein Zusammenhang, der durch die Hyperbelgleichung

$$R = \operatorname{tg}\varphi \cdot p \cdot \sqrt{1+\frac{2a}{p}}$$

dargestellt werden kann. Als praktisches Ergebnis stellt sich heraus, daß es am zweckmäßigsten ist, Glanzpapier mit Petroleumberußung zu verwenden.

Das Ergebnis über den Einfluß der Erschütterung auf die Registrierung läßt sich für die drei verschiedenen Fälle der Erschütterungsrichtung zusammenfassen in folgende Sätze.

A. Erschütterung senkrecht zur Registrierfläche.

Der Reibungswiderstand nimmt für große Schwingungsbögen mit zunehmender Erschütterungsintensität ab.

Die Wirkung des Reibungswiderstandes am Schreibstift geht für kleine Schwingungsbögen um so mehr in eine der Geschwindigkeit proportionalen Dämpfung über, je stärker die Erschütterung ist.

Durch die Erschütterung leidet die deutliche Schreibweise.

Die Periodenzahl bleibt ohne Einfluß, sobald sie eine gewisse Größe übersteigt.

B. Erschütterungen parallel zur Schreibfläche und Richtung der Registriergeschwindigkeit.

Die Wirkung des Reibungswiderstandes am Schreibstift nähert sich bei kleinen Schwingungsbögen um so mehr einer der Geschwindigkeit proportionalen Dämpfung, je größer die Periodenzahl der Erschütterung und ihre Intensität ist.

Die deutliche Schreibweise leidet durch die Erschütterung nicht.

C. Erschütterungen parallel zur Schreibfläche und senkrecht zur Richtung der Registriergeschwindigkeit.

Die Erschütterung beeinflußt die Registrierung überhaupt nicht.

(Eingegangen 16. März 1911.)

Die Abgabe negativer Elektronen von erhitztem Kalium und Natrium und die Leitfähigkeit der Dämpfe dieser Metalle.

Von Karl Fredenhagen.

O. W. Richardson[1]) hat 1903 die Abgabe negativer Elektronen von erhitztem Natrium gemessen. Er ging von dem Gedanken aus, daß die Metalle eine um so geringere Fähigkeit hätten, negative Elektronen festzuhalten, je ausgeprägter ihr elektropositiver Charakter sei. Er erwartete daher, daß das stark elektropositive Natrium schon bei weit niedrigerer Temperatur einen merklichen Effekt geben würde, als die vorher von ihm untersuchten Elemente Platin und Kohle. Diese Erwartung hat sich bestätigt.

Bei Beschreibung der benutzten Versuchsanordnung gibt Richardson an, daß es ihm trotz zahlreicher Versuche mit Glasapparaten verschiedener Formen nicht gelungen sei, haltbare Gefäße herzustellen, und daß er deshalb Metallgefäße verwendet habe. Er benutzte ein Stahlrohr von 76 cm Länge und 3,2 cm Durchmesser. Durch die Endverschlüsse waren parallel zur Rohrachse und gut isoliert ein Platindraht und ein Thermoelement gespannt. Das Rohr konnte durch eine Pumpe evakuiert und durch einen Verbrennungsofen in seiner Mitte erhitzt werden. Damit die aus dem Ofen herausragenden Enden hinreichend kalt blieben, waren sie mit Kühlschlangen umgeben. In die Mitte des Rohres wurde ein Stück Natrium gelegt und nach dem Erhitzen die Ströme gemessen, welche bei bestimmten Temperaturen und Spannungen zwischen dem Stahlrohr und dem isolierten Platindraht übergingen. Die Ströme wurden bei tiefen Temperaturen mit einem Elektrometer, bei höheren mit einem Galvanometer gemessen. Während der Versuche wurde das Vakuum ungefähr auf der Höhe von 1 mm gehalten. Bei höheren Temperaturen (ca. 400°) war dieses Vakuum nicht mehr zu halten, weil das Stahlrohr durchlässig wurde[1]). Ein Emailleüberzug half diesem Übelstande ab, so daß auch bei 450° das Vakuum von 1 mm gehalten werden konnte.

Die experimentellen Ergebnisse der Versuche sind folgende: Der Effekt ist unipolar und nur vorhanden, wenn an der negativ geladenen Elektrode Natrium vorhanden ist. Bei etwa 200° beginnt der Stromübergang merklich zu werden, um mit zunehmender Temperatur sehr stark zuzunehmen. Bei Erhöhung der angelegten Spannung steigt der Strom anfangs, d. h. bis zu etwa 250 Volt langsam verstärkt an, so daß eine Sättigung auch nicht andeutungsweise vorhanden ist, und schnellt dann oberhalb dieser Spannung schnell in die Höhe, weil bei den vorhandenen Gasdrucken Stoßionisation eintritt.

Bei den Richardsonschen Versuchen blieb es unentschieden, ob die gemessenen Ströme einzig und allein der Elektronenabgabe des erhitzten flüssigen Natriums zuzuschreiben sind, oder ob hierbei auch eine eventuelle spontane Leitfähigkeit des Natriumdampfes mit in Rechnung zu ziehen ist. Prinzipiell wird man ja annehmen können, daß die Fähigkeit, negative Elektronen zu emittieren, den Metallen nicht nur im festen und flüssigen, sondern auch im gasförmigen Zustande innewohnt. Doch liegen bisher keine exakten Messungen hierüber vor, obwohl die Frage auch von dem Gesichtspunkte aus Interesse bietet, ob die Fähigkeit des Natriumdampfes die *D*-Linien zu absorbieren mit einer spontanen Leitfähigkeit parallel geht[2]).

Füchtbauer[3]) hat z. B. diese Vermutung ausgesprochen und in einer vorläufigen Mitteilung auch eine Bestätigung für diese Parallelität zu finden geglaubt. Da ich nun bei Versuchen mit der Chlorwasserstoffflamme gezeigt hatte, daß diese durch Einführen von Natriumdampf wohl leitend, nicht aber leuchtend wird, und da ich mich jetzt auch durch besondere Versuche überzeugt habe, daß die mit Natrium gespeiste gut leitende Chlorwasserstoffflamme nicht die Fähigkeit hat, die D-Linien zu absorbieren, so hatte ich Zweifel an den von Füchtbauer gegebenen Resultaten. Ich teilte ihm dieses nach Erscheinen seiner vorläufigen Mitteilung mit und sagte ihm, daß ich zur Klärung des Sachverhaltes selbst Versuche über die Leitfähigkeit der Dämpfe von Kalium und Natrium anstellen würde. Die Untersuchung über die Leitfähigkeit der Dämpfe, welche in dieser

1) Phil. Trans. **201**, 497, 1903; Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **1**, 308, 1904.

1) Es war in diesem Falle wohl der Wasserstoff der Flammengase, der bei höheren Temperaturen bekanntlich sehr leicht durch Eisen hindurch diffundiert.

2) Siehe z. B. Füchtbauer, diese Zeitschr. **10**, 374, 1909.

3) Füchtbauer, l. c.

Arbeit mitgeteilt sind, wurden schon im November 1910 abgeschlossen. Das Hauptinteresse der Arbeit richtete sich im Laufe der Untersuchung auf die Elektronen-Abgabe von erhitztem Kalium und Natrium, welche durch die von Krüger[1]) und Baedeker[2]) aufgestellten Theorien der Thermo-Elektrizität ein besonderes Interesse erlangt hat.

Vor kurzem hat nun Füchtbauer[3]) eine neue Arbeit herausgebracht, in welcher er das von ihm ursprünglich gefundene Resultat selbst als zweifelhaft ansieht und auch zu dem Resultat gekommen ist, daß eine einwandfreie Entscheidung bezüglich der Eigenleitfähigkeit des Natriumdampfes nur durch Versuche in ungesättigtem Dampfe zu erhalten ist, wie ich sie in dieser Arbeit beschrieben habe.

Über die Literatur ist weiter nachzutragen: Einige Versuche, die spontane Leitfähigkeit des Natriumdampfes darzutun, rühren von J. J. Thomson her[4]). In einem gut evakuierten Gefäß befindet sich etwas Natrium und ein geladener Konduktor. Im Dunkeln behält der Leiter bei Zimmertemperatur vollständig seine Ladung. Erhöht man aber die Temperatur des Gefäßes bis über 300°, so tritt ein merklicher Ladungsverlust ein, sowohl wenn der Konduktor +, als wenn er — geladen ist. Im ersteren Falle ist der Ladungsverlust jedoch größer als im zweiten. Der Verlust der positiven Ladung kann natürlich von den negativen Elektronen herrühren, welche von dem in dem Gefäße befindlichen metallischen Natrium emittiert werden. Der Verlust der negativen Ladung aber könnte ohne Annahme einer spontanen Ionisation des Natriumdampfes nur erklärt werden, wenn sich auf dem Konduktor selbst Natrium niedergeschlagen hätte. Daß dies nicht der Fall ist, zeigt der Verfasser dadurch, daß der Konduktor nach dem Abkühlen keinen lichtelektrischen Effekt gibt. J. J. Thomson führt dann noch einen weiteren Versuch aus. Er bringt in Natriumdampf unter völliger Wahrung der Symmetrie 2 Leiter, zwischen denen eine Spannung von 300 Volt besteht. Der Natriumdampf kondensiert sich dann praktisch vollständig auf dem negativ geladenen Leiter. J. J. Thomson hält durch diese Versuche die Existenz einer spontanen Leitfähigkeit des Natriumdampfes für erwiesen, doch gibt er keine Angaben über die beobachteten Größenordnungen.

Zu erwähnen ist hier auch eine Arbeit von Zickendraht[5]), der aus seinen Versuchen auf das Vorhandensein einer erheblichen Ionisation im Natriumdampf schließen zu können glaubt, ohne daß er diese jedoch exakt nachgewiesen hätte.

1) Krüger, diese Zeitschr. **11**, 800, 1910.
2) Baedeker, diese Zeitschr. **11**, 809, 1910.
3) Füchtbauer, diese Zeitschr. **12**, 225, 1911.
4) Conduction of electricity through gases, S. 205, 1906.
5) Diese Zeitschr. **9**, 593, 1908.

Experimentelles.

Bei früheren Versuchen mit Alkalivakualampen hatte ich gefunden, daß sich geeignete Glasgefäße sehr leicht und völlig haltbar herstellen lassen. Ich benutzte deshalb auch für diese Versuche Glasgefäße, deren Formen in Fig. 1—3 abgebildet sind. Da die Versuche

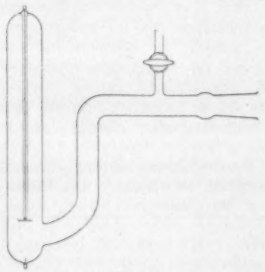


Fig. 1.

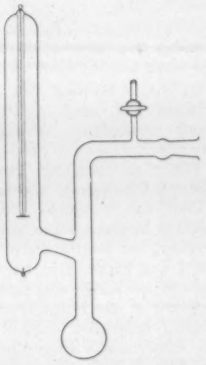


Fig. 2.

von Wilson[1]) erwiesen haben, daß Gasreste auf die beim Platin beobachteten Effekte einen sehr großen Einfluß haben, so arbeitete ich bei einem möglichst guten Vakuum, das durch eine gutwirkende Gaedepumpe hergestellt wurde und dauernd von der Größenordnung von 0,001 mm blieb. Außerdem aber

1) Phil. Trans. **202**, 243, 1903.

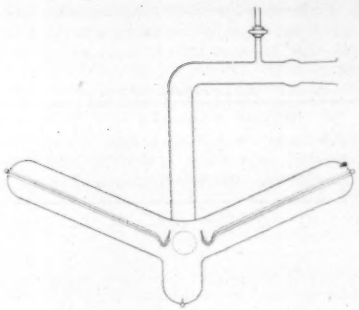


Fig. 3.

habe ich durch Versuche mit *Na* direkt den außerordentlich großen Einfluß neutraler Gase bestimmt.

Auf die Einführung der Alkalimetalle wurde große Sorgfalt verwendet. Ein Rohr von der in Fig. 4 dargestellten Gestalt wurde durch

Fig. 4.

einen gut passenden Stopfen mit seinem ausgezogenen Ende mit dem Schliff des Versuchsapparates verbunden. An das mit einem Hahn versehene Seitenrohr des Versuchsapparates wurde mit Hilfe eines längeren Vakuumschlauches eine Geryk-Ölluftpumpe angeschlossen, so daß von hier aus Versuchs- und Füllrohr evakuiert werden konnten. Die beiden so miteinander verbundenen Rohre waren als Ganzes frei beweglich und konnten in beliebiger Lage gehalten oder in ein Stativ eingespannt werden. Nunmehr wurden in das Füllrohr nahe der Einführungsöffnung möglichst große Stücke des betreffenden Alkalimetalls eingeführt, das Füllrohr durch einen Schliff geschlossen und die ganze Versuchsanordnung evakuiert. Durch einen Bunsenbrenner wurde dann das Füllrohr an den Stellen, wo die Alkalimetallstückchen lagen, langsam erwärmt, so daß das Metall zum Schmelzen kam. Hierbei erhält die Oxydkruste, welche unvermeidlich die Alkalistückchen bedeckt, zuerst kleine Risse, worauf man durch Schütteln und Klopfen das geschmolzene blanke Metall allmählich von den zurückbleibenden Krusten von Oxyd und verkohlenden Ölüberresten trennen und in dem Knick des Füllrohrs sammeln kann. Hier wird das Metall stark erhitzt, um alle Gase auszutreiben. Alsdann läßt man das geschmolzene Metall bei geeigneter Temperatur und mit geeigneter Geschwindigkeit, so daß es nicht unterwegs erstarrt, in das Versuchsrohr hinüberfließen und dort in dem ersten Knick fest werden. Nunmehr muß der Apparat völlig erkalten, worauf man von der Pumpenseite her ein indifferentes Gas, H_2 oder N_2 einführt. Das Füllrohr wird abgezogen und das Versuchsrohr mit dem Schliff der Gaedepumpe verbunden, welche sofort in Tätigkeit gesetzt wird. Die letzte Operation läßt sich in wenigen Sekunden vollziehen, so daß das Metall in dem Versuchsrohr völlig blank bleibt. Um das Versuchsrohr wird ein elektrisch geheizter Kasten gesetzt, und die Temperatur mit Hilfe eines Thermoelementes gemessen, das in der Nähe der Elektroden angebracht ist. Sobald der Heizkasten die Schmelztemperatur des Metalls erreicht hat, schmilzt dieses herunter und gelangt nunmehr vollständig blank in den eigentlichen Versuchsraum. Bei einigen mit Apparaten nach Fig. 2 ausgeführten Versuchen gelangten die Metalle zunächst in ein Reservoir, von dem aus sie in den eigentlichen Versuchsraum herüberdestilliert wurden. Die Versuchsrohre wurden in dem Heizkasten so angeordnet, daß ihre oberen Elektrodenrohre 15—25 cm weit aus dem Heizkasten herausragten und somit während des Versuches völlig kalt blieben. Die eine Elektrode des Apparates ist unten eingeschmolzen und während des Versuches mit einer etwa $1-1^1/_2$ cm hohen Schicht des betreffenden Metalls bedeckt. Die andere Elektrode ist oben in dem langen Tubus eingeschmolzen, der, wie erwähnt, in seinem oberen Ende während des Versuches kalt und also nichtleitend bleibt, so daß beide Elektroden voneinander isoliert sind. Während des Versuches destilliert Metall nach oben in den Tubus hinein, schlägt sich hier etwas oberhalb des Heizkastens an den Wandungen nieder und kann eventuell wieder heruntergeschmolzen werden.

R. W. Wood hatte früher[1]) geäußert, daß die Dämpfe der Alkalien eine eigenartige, bisher unerklärte Viskosität besäßen, hat diese Ansicht aber später[2]) verlassen. Ich kann hier bestätigen, daß die Alkalimetalle genau in der gleichen Weise wie Quecksilber destillieren, und daß sich ihre Dämpfe völlig normal verhalten. Die frühere Ansicht von R. W. Wood ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß er in einem schlechten Vakuum gearbeitet hat, in dem das

1) Diese Zeitschr. **5**, 759, 1904.
2) Diese Zeitschr. **9**, 590, 1908.

Vordringen des Natriumdampfes dadurch verhindert wurde, daß der hinzudiffundierende O_2 sich mit ihm zu Natriumoxyd verband, welches sich an den Rohrwandungen absetzte. St. Loria[1]) stimmt dem Woodschen Viskositätsgedanken bei, ohne aber wohl zu wissen, daß Wood selbst diesen Gedanken aufgegeben hat. Er stützt sich hierbei im wesentlichen darauf, daß er bei seinen Dispersionsversuchen in einem in der Mitte geheizten und an den Enden kalten Rohr, in dem sich in der Mitte an der später heißen Stelle ein Stückchen Natrium befand, nach Erreichung konstanter Temperaturen konstante Werte erhielt. Aber die Erklärung hierfür ist wohl nicht in einer Viskosität des Natriumdampfes, sondern darin zu suchen, daß sich in dem Rohr von der heißen Mitte bis zu den kalten Enden ein konstantes Diffusionsgefälle einstellt. Bei ähnlichen Versuchen, die übrigens das Resultat ergaben, daß die Dispersion des Natriumdampfes durch Hinzufügung neutraler Gase, wie H_2 oder N_2, stark beeinflußt wird, habe ich ebenfalls die Konstanz der Einstellungen beobachtet, aber zugleich festgestellt, daß nach mehrstündiger Versuchsdauer alles Natrium aus der Mitte des Rohres fortdestilliert war.

Ich möchte hier noch mitteilen, daß ich bei meinen Versuchen fand, daß die Absorption der D-Linien durch Natriumdampf durch Hinzufügen von Gasen, wie Wasserstoff, Stickstoff und Kohlensäure außerordentlich verstärkt wurde. Soweit meine Versuche bisher reichen, stellte sich hierbei heraus, daß die Wirkung dieser drei verschiedenen Gase von der gleichen Größenanordnung ist. Nach der Auffassung, welche ich bisher auf Grund anderer Versuche vertreten habe, daß außer dem Natrium zugleich auch Sauerstoff für die Absorption der D-Linien nötig wäre, ist dieser Einfluß der neutralen Gase schwer erklärlich, und zum mindesten hätte man bei Kohlensäure einen Einfluß einer anderen Größenordnung erwarten sollen. Da zudem Gehlhoff[2]) bei kürzlich veröffentlichten Versuchen gefunden hat, daß die Hauptserie des Kaliums auch in Kalium-Vakuum-Lampen erscheint unter Bedingungen, welche das Vorhandensein von Sauerstoff ausgeschlossen erscheinen lassen, so ziehe ich meine Ansicht hiermit zurück und werde weitere Ausführungen bei Gelegenheit der Publikation der erwähnten Versuche geben.

Da Kalium und Natrium einen sehr starken lichtelektrischen Effekt zeigen, so mußte natürlich vollständig im Dunkeln gearbeitet werden, da sonst Ströme erhalten wurden, welche dem lichtelektrischen Effekt zuzuschreiben sind. Der Gang der Versuche war folgender: Die Temperatur des Ofens wurde langsam gesteigert und die Ströme gemessen, welche ein Hartmann & Braunsches Galvanometer bei einer bestimmten angelegten Spannung anzeigte. Die Empfindlichkeit des Instrumentes war bei dem gewählten Skalenabstand $3{,}7 \times 10^{-10}$ Amp. pro mm Ausschlag. Die Gaedepumpe war während des ganzen Versuches in Tätigkeit und durch ein angeschlossenes Mac Leod wurde in der Regel das Vakuum kontrolliert. Die Versuche zeigten nun, daß trotz der sorgfältigen Behandlung der Alkalimetalle zu Anfang stets Unregelmäßigkeiten auftraten. Bei jeder neu gefüllten Röhre waren während des Anheizens größere Ströme bemerkbar, welche immer die Tendenz hatten, allmählich zurückzugehen. Außerdem zeigte es sich, daß zu Beginn einer Versuchsreihe die Leitfähigkeit in den Versuchsrohren praktisch unipolar war. Bei längerer Versuchsdauer hörte diese Unipolarität auf, weil sich dann, wie auch schon Richardson bei seinen Versuchen gefunden hatte, Alkalimetall auf der anderen Elektrode niedergeschlagen hatte. Diese anfangs beobachtete Unipolarität war zugleich ein Zeichen dafür, daß zwischen beiden Elektroden keine nachweisbare, etwa durch das Glas verursachte Nebenschlußleitung vorhanden war. Im weiteren werde ich zudem auch über einen Versuch berichten, bei dem unter Verwendung einer schwach geheizten Wehneltelektrode ohne Oxydfleck als Gegenelektrode erreicht wurde, daß die Unipolarität während einer ganzen Versuchsreihe erhalten blieb. Nachdem die Ausschläge hinreichend konstant geworden waren, was meistens erst eintrat, nachdem das Versuchsrohr längere Zeit auf einer Temperatur von etwa 250° bei Kalium oder 300° bei Natrium gehalten war, wurden durch Regulieren des Heizstromes bestimmte Temperaturen eingestellt und die Ausschläge bei verschiedenen Spannungen und auch in verschiedenen Stromrichtungen gemessen. Die gemessenen Werte sind in den nachstehenden Tabellen und Kurven wiedergegeben. Bei jeder Messungsreihe sind die Temperaturen notiert, welche zu Beginn und zum Schluß der Messung herrschten. Es sei noch bemerkt, daß Kalium bis zu Temperaturen von 350° das Glas nicht merklich angreift, während *Na* das Glas schon bei erheblich tieferen Temperaturen zu reduzieren beginnt. Es mag schließlich noch betont werden, daß die wesentlichen Fehlerquellen bei der gewählten Versuchsanordnung: Nebenschlußleitung des Glases, Einfluß von Gasen, lichtelektrische Wirkung in dem Sinne wirken, daß die gefundenen

1) Ann. d. Phys. **30**, 255, 1909.
2) Gehlhoff, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 183, 1911.

Werte nur zu groß, nicht aber zu klein sein können.

Der Effekt des Kaliums.

Die in den Tabellen 1—3 wiedergegebenen Versuche sind mit einem Apparate nach Fig. 1

Tabelle 1.

Volt	240°	250°	262°	270°	279°	290°	276°
2	0,5	1,0	1,8	2,2	2,5	7,5	2
4	0,8	1,7	3,2	4,3	4,9	14,2	3,9
8	1,1	2,6	5,2	6,6	8,2	25	6,7
21	1,9	5,0	10,0	14	17	64	13,2
34	2,4	6,7	13,5	20	26	100	19,2
55	3,0	9,0	17	28	37	160	27
106	4,2	13,0	24	42	55	250	40
212	5,7	18,5	35	57	80	5350	54
484	8,5	26,3	55	86	95		89
	241°	250°	265°	269°	278°	290°	274°

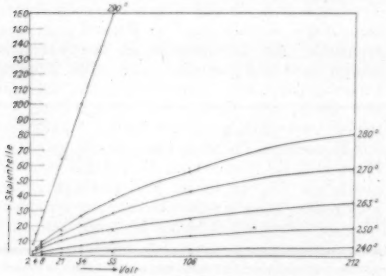


Fig. 5 zu Tabelle 1.

Tabelle 2.

Volt	291°		272°	
	Pt—	*K*—	*Pt*—	*K*—
2	1,1	7,5	0,3	1,9
4	1,8	14	0,5	3,4
8	2,4	23,2	1	5,7
21		64	2,2	11,2
34		95	3,3	17
55	9,5	105	4,3	27
106	13,5	300	4,8	36
212	16,8		5,7	52
484			5,8	89
	290°		274°	

Tabelle 3.

Volt	258°	280°	288°	310°
2	0,9	1,3	1,2	4,5
4	1,1	1,9	2,2	7,3
8	1,5	2,8	4	15
22	2,4	6	8,7	30
39	3,5	10,5	14	60
60	4,8	13,0	20	92
106	6,9	20	29	155
212	10,2	30	44	265
484	16	47	65	385
	261°	284°	288°	310°

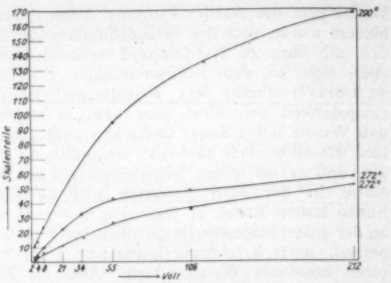


Fig. 6 zu Tabelle 2. Die durch Kreuze gekennzeichneten Punkte beziehen sich auf die Platinelektrode und sind im 10fachen Maßstab gezeichnet.

angestellt. Der Querschnitt der Kaliumelektrode betrug 9,1 cm², der der Platinelektrode 3,14 cm², ihr Abstand 2,5 cm. In Tabelle 1 sind nur die Werte wiedergegeben, welche erhalten wurden, wenn die Kaliumelektrode Kathode war; in späteren Tabellen sind auch die Werte enthalten, welche sich ergaben, wenn die Platinelektrode Kathode war. Es ist schon bemerkt worden, daß sich im letzteren Falle bei Beginn einer Versuchsreihe von unregelmäßigen Schwankungen mit langsam, aber stetig sinkender Tendenz abgesehen, keine meßbaren Ausschläge ergaben, bis sich Metall an den Elektroden niedergeschlagen hatte. Tabelle 1 gibt die bei einer Reihe von verschiedenen Temperaturen gewonnenen Werte wieder, die in Fig. 5 dargestellt sind. Man sieht aus den Kurven folgendes: 1. Sie tragen einen merklichen Sättigungscharakter, 2. ein verstärktes Ansteigen, das auf Eintritt einer Stoßionisation hindeutet, findet bei den beobachteten Temperaturen, auch bei Spannungen bis zu 400 Volt, nicht statt, 3. der Verlauf der Kurven für die verschiedenen Tempe-

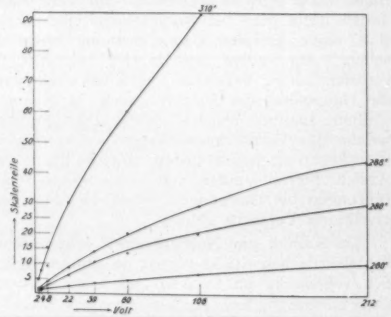


Fig. 7 zu Tabelle 3.

raturen zeigt sich bei 240, 250, 263, 270 und 280° durchaus stetig und gesetzmäßig. Eine weitere Temperatursteigerung um nur 10° bis 290° läßt die Stromstärken erheblich schneller anwachsen. Tabelle 3 und Fig. 7 zeigen eine in demselben Rohr, aber zu einer späteren Zeit aufgenommene Versuchsreihe. Ein etwas schnellerer Anstieg der Stromstärken mit Steigerung der Temperatur über 290° hinaus, scheint, wie der Versuch bei 310° zeigt, auch noch bei dieser Versuchsreihe bemerkbar zu sein, aber doch nur in ungleich geringerem Maße als in Tabelle 1. Wir können daher wohl annehmen, daß das schnellere Ansteigen der Stromstärke in Versuchsreihe 1 bei 290° auf Gasreste zurückzuführen ist, welche bei dieser Temperatur abgegeben werden. In Übereinstimmung mit dieser Auffassung folgt aus fast allen angestellten Versuchen eine Tendenz zum Kleinerwerden der beobachteten Stromstärken mit zunehmender Versuchsdauer. Als Beispiel hierfür ist in Tabelle 1 in der letzten Vertikalspalte noch eine Versuchsreihe bei 276° mitgeteilt, welche zum Schluß der in dieser Tabelle wiedergegebenen Messungen aufgenommen wurde. Nun destilliert ja während der Versuche andauernd Metall an die kälteren Teile des Rohres, aber da die Rohre bis zu einer Höhe von mehr als 10 mm mit Metall gefüllt waren, und stets darauf geachtet wurde, daß der ganze Querschnitt noch von Metall erfüllt blieb, so kann hierdurch nur eine geringe Abnahme der Stromstärken verursacht sein. Die wesentliche Ursache des Abfalles ist aber wohl darin zu suchen, daß durch das dauernde Pumpen bei den hohen Temperaturen allmählich immer weitere Gasreste entfernt wurden. Und daß Gasreste bei den Alkalimetallen ebenso wie beim Platin eine starke Erhöhung des Effektes bedingen, habe ich beim Natrium experimentell festgestellt.

Tabelle 2 und Fig. 6 geben Messungen wieder, welche im Anschluß an die in Tabelle 1 wiedergegebenen Messungen ausgeführt wurden. Bei diesen Messungen wurde bei jeder angelegten Spannung die Stromrichtung kommutiert, so daß also abwechselnd die Kalium- und die Platinelektrode Kathode waren. Der Verlauf der Werte, bei denen Kalium Kathode war, ist mit denen in Tabelle 1 im wesentlichen identisch. Bei umgekehrter Stromrichtung erhalten wir erheblich geringere Ströme, und zugleich zeigen die Werte einen ausgesprocheneren Sättigungscharakter, was wir wohl darauf zurückführen können, daß das frisch an die Platinelektrode destillierte Kalium reiner ist, als das unten im Gefäß befindliche. Über Tabelle 3 ist schon das Wesentliche gesagt worden.

Tabelle 4.

Volt	282°	265°	260°	293°	293°
2	90	42	38	16	16
4	158	65	58	28,5	28
6	170	74	67	30	32
21	270	115	96	54	53
37	320	142	117	60	73
57	340	165	134	75	99
83	370	190	146	95	110
	275°	265°	258°	293°	293°

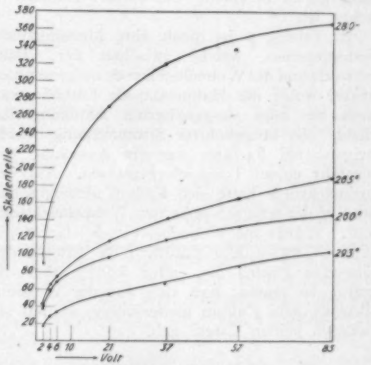


Fig. 8 zu Tabelle 4.

Tabelle 5.

Platinelektrode gegen Wehneltelektrode.

Volt	261°
2	20
4	42
6	57
21	105
37	124
57	137
83	151
	260°

Tabelle 4 und Tabelle 5 geben Versuchsresultate, welche mit einem Apparat nach Fig. 3 erhalten wurden. Es wurden zunächst, nachdem der Apparat etwa eine Stunde auf einer Temperatur von 250° gewesen war, aufeinanderfolgende Messungen bei 282, 265 und 260° ausgeführt. Darauf blieb der Apparat zwei Stunden bei der hohen Temperatur sich selbst überlassen, und nunmehr wurde eine Versuchsreihe bei 293° angestellt. Die Messungen wurden zwischen der Wehneltelektrode und der Kaliumelektrode vorgenommen, so daß letztere Kathode war. Man sieht aus diesen Messungen, daß die Werte bei 293° erheblich niedriger sind als

die vorher bei weit tieferen Temperaturen erhaltenen. Es ist dies eine Bestätigung der früheren Darlegungen, daß mit Zunahme der Versuchsdauer eine Verringerung der Ströme eintritt, deren Ursache, wie wir weiter unten sehen werden, im wesentlichen in einer Verbesserung des Vakuums zu suchen ist. Auffallend ist bei diesen Messungen auch ein erheblich stärkerer Sättigungscharakter als bei den früheren Versuchen; wir werden sehen, daß die Erklärung auch hierfür in einem verbesserten Vakuum zu suchen ist.

In Tabelle 5 ist noch eine Messungsreihe wiedergegeben, welche zwischen der Platinelektrode und der Wehneltelektrode aufgenommen wurde, wobei die Platinelektrode Kathode war. Auch sie zeigt angenäherten Sättigungscharakter. In umgekehrter Stromrichtung wurde übrigens bei 83 Volt nur ein Ausschlag von ungefähr einem Teilstrich gemessen. Auf der Platinelektrode hatte sich Kalium niedergeschlagen, auf der schwach geheizten Wehneltelektrode nicht. Wurde die Wehneltelektrode stärker geheizt, so traten hier natürlich die Effekte des glühenden Platins ein. Man konnte aber die Ströme so regeln, daß sich auf der Wehneltelektrode kein Kalium niederschlug, so daß sie praktisch keinen Effekt gab.

Der Effekt des Natriums.

Tabelle 6 gibt eine Versuchsreihe mit Natrium wieder, welche in einem Gefäß nach Fig. 1 angestellt wurde. Jedoch ohne daß das Vakuum mit einem Mac-Leod kontrolliert wurde. Bei den

Tabelle 6.

Volt	370°		383°		398°		430°		445°
	Pt —	*Na* —	*Pt* —	*Na* —	*Pt* —	*Na* —	*Pt* —	*Na* —	*Pt* —
2	0,1	1,4	0,2	4,7	0,2	9	0,7	3,6	2,5
4		3,5	0,3	8,9	0,5	18,5	1,1	80	4,8
8	0,2	6,2	0,4	14,8	1,1	35	2	155	6,5
22	1	14	1,3	34,5	3,8	77	6,3	600	22
38			6,8	53	17	141	27	715	
60	12	46	22	83	52	210	88	1170	172
100	40	85	66	152	163	>300	300	2100	
200	120	180	187	308					
410	250	310	440	737					
	370°		383°		400°		430°		

ersten Versuchen und speziell beim ersten Anheizen zeigen sich auch hier die schon erwähnten Unregelmäßigkeiten. Es sind daher nur Versuche wiedergegeben, welche nach einer längeren Versuchsdauer erhalten wurden. Bleibende Effekte treten erst bei erheblich höheren Temperaturen auf als beim Kalium. Die in Tabelle 6 gegebenen Werte zeigen nun einen viel weniger ausgesprochenen Sättigungscharakter, als wir ihn beim Kalium gefunden haben. Wenn die Platinelektrode Kathode war, traten auch in diesem Falle merkliche Ströme auf, welche aber auf Natrium zurückzuführen sind, welches sich auf dem Platin niedergeschlagen hat. Es fällt nun auf, daß die gemessenen Ausschläge mit zunehmender Spannung sehr stark zunehmen und das Verhalten einer durch Stoßionisation charakterisierten Gasleitfähigkeit zeigen. Infolge der in diesem Fall vorhandenen Stoßionisation können wir auch nicht erwarten, daß Sättigungsströme auftreten, wenn das Natrium Kathode ist. Wenn wir die Annahme machen, daß die durch die Stoßionisation bedingten Ströme in beiden Stromrichtungen einander gleich sind, so würden wir den dem Natrium-Metalleffekt allein zukommenden Stromanteil erhalten, wenn wir die Werte, die erhalten wurden, wenn die Platinelektrode Anode war, von den in entgegengesetzter Stromrichtung gemessenen subtrahieren. Dies ist in Tabelle 7 geschehen. Die auf diese Weise er-

Tabelle 7. (Reduzierte Werte.)

Volt	370°	383°	398°	430°
2	1,6	4,5	8,8	35,3
4	3,3	8,6	18	79
8	6	14,4	33,9	153
22	13	33,2	73,2	594
38		46,2	124	687
60	34	61	158	1082
100	44	86		1800
200	60	121		
410	60	297		
	370°	383°	400°	430°

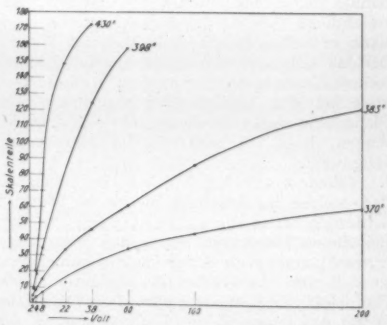


Fig. 9 zu Tabelle 7.

haltenen Werte zeigen nach Fig. 9 immerhin schon eine Tendenz zu einem Sättigungscharakter und dürften den dem Effekt des Natriums zuzuschreibenden Werten schon näherkommen.

Da es aber sehr unwahrscheinlich schien, daß im Natriumdampf bei ungefähr gleicher oder noch geringerer Dichte als beim Kalium-

dampf Stoßionisation auftreten sollte, in letzterem aber nicht, und da bei diesem Versuche überdies das Vakuum nicht kontrolliert war, so wurden neue Versuche angestellt, bei denen der Einfluß von Gasen untersucht wurde.

mehr wurde 10 Minuten gepumpt, so daß das Vakuum wieder auf 0,01 mm sank, und der Versuch No. 5 aufgenommen, der wieder Sättigung ergab. Darauf wurde H_2 zugelassen bis zu einem Druck von 1,5 mm. Versuch No. 6

Tabelle 8.

Nummer des Versuches	1	2	3	4		5	6	7
Temperatur in Celsiusgraden	391°	400°	405°	406°		406°	406°	409°
Bemerkungen über das Vakuum	0,01	0,01	0,01	4 mm N_2		0,01	1,5 mm H_2	0,01
				Pt —	*Na* —			
2					1,2	0,6	1	0,9
4					2	1,1	2	1,8
8				0,2	4	2,0	3,5	2,7
22				1,2	8,2	3,6	7,5	5
35				2	15	5,4	11	7,8
56				4	23	7,6	18,5	9
107	2	4	6,2	14	75	10	57	12,5
213	3,8	7	10	>300	>300	14	>300	16
416	5,2	10,5	16			20		23
Temperatur in Celsiusgraden	394°	402°	406°	406°		406°	406°	410°

Als Apparat diente ein Gefäß von der Form nach Fig. 1. Der Querschnitt der Natriumelektrode betrug 4,5 cm², der der *Pt*-Elektrode 1 cm²; ihr Abstand betrug ungefähr 6 cm. Die Resultate sind in Tabelle 8 und Fig. 10 wiedergegeben. Messungen mit dem Mac-Leod zeigten,

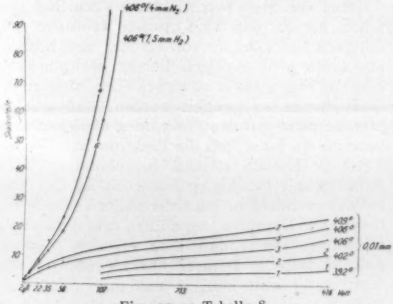


Fig. 10 zu Tabelle 8.

daß die Gaedepumpe das Vakuum nicht merklich unter 0,01 mm zu bringen vermochte, weil, wie sich später herausstellte, einer der Hähne, welche zur Zuleitung von H_2 bezw. N_2 dienten, schlecht gefettet war. Die Versuche 1—3 zeigen uns, daß trotz des noch immer nicht vorzüglichen Vakuums eine geringe Tendenz zur Sättigung vorhanden war. Nunmehr wurde N_2 zugelassen, so daß der Druck auf 4 mm stieg. Der Erfolg war, daß nunmehr Stoßionisation auftrat und daß außerdem alle Ausschläge wesentlich größer waren als ohne Gas[1]). Nun-

1) Bei dem Versuch No. 4 in Tabelle 8 wurden dann auch die Ströme gemessen, welche auftraten, wenn die Platinelektrode Kathode war; diese Daten zeigen ausgeprägt den Charakter der Stoßionisation.

zeigt wiederum von der niedrigsten Spannung ab erheblich stärkere Ströme und starke Stoßionisation. Nachdem 10 Minuten gepumpt war, zeigte sich im wesentlichen wieder das alte Bild, nur daß, wie aus Fig. 10 deutlich hervorgeht, die Ausschläge erheblich größer waren, wohl weil die letzten Gasreste nur langsam entwichen.

Da bei den eben geschilderten Versuchen das Vakuum wegen einer Undichtigkeit in der Apparatur nicht merklich unter 0,01 mm zu bringen war, so wurde noch eine Versuchsreihe angestellt, bei der der Einfluß des Vakuums bei sehr großen Verdünnungen studiert werden sollte. Benutzt wurde ein Apparat nach Fig. 1. Der Elektrodenquerschnitt betrug bei der Natriumelektrode 9,1 cm², bei der Platinelektrode 3,1 cm²; ihr Abstand betrug nur 15 mm.

Tabelle 9.

Temperatur in Celsiusgraden	322°	339°	345°	355°	365°	380°
Vakuum	0,04	0,04	0,04	0,045	0,045	0,06
2	12	25	32	70	88	121
4	21	48	56	130	176	264
8	30	78	91	230	300	540
22	46	137	150	440	630	1300
63	73	250	286	880	1600	4700
107	90	308	350	1000	2300	7700
214	113	370	422	1150	2800	10500
424	148	440	460			

Tabelle 10.

Temperatur in Celsiusgr.	285°	300°	320°	329°	345°	367°
Vakuum	0,00006	0,00007	0,00006	0,0001	0,00013	0,0005
2	2,5	7,7	16	26	68	343
4	3,1	10,5	24	41	115	490
8	3,7	12,7	32	53	152	660
22	4	15	41	69	211	1060
63	4,4	16,2	48	78	260	1420
107	4,6	17	50	80	275	1500
214	4,8	17,7	52	83	288	1550
424	5,2	19,5	55	87	300	1600

In Tabelle 9 und Fig. 10 sind Versuchsdaten gegeben, welche bei einem Vakuum von etwa 0,05 mm erhalten wurden. Tabelle 10 und Fig. 12 geben Versuche wieder, welche in dem gleichen Apparat sofort darauf bei einem Vakuum von erheblich unter 0,001 erhalten wurden. Der Vergleich der Fig. 11 und 12 zeigt den Unterschied am deutlichsten. Die Resultate sind folgende:

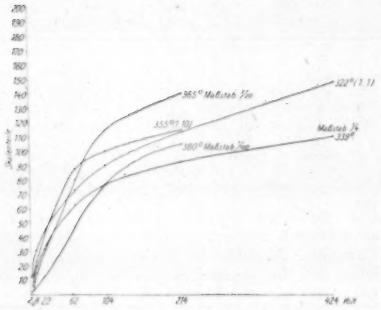


Fig. 11 zu Tabelle 9.

1. Bei sehr gutem Vakuum tritt ausgeprägte Sättigung ein. (Vgl. hierzu auch die Versuche mit Kalium nach Tabelle 4 und Fig. 8, bei denen aber leider das Vakuum nicht so genau bestimmt war.)

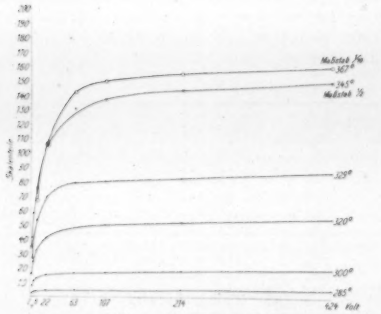


Fig. 12 zu Tabelle 10.

2. Bei einem Gasdruck von 0,01 mm (Vergleich von Tabelle 8 mit Tabelle 9) ist schon ein sehr starker Einfluß auf die gemessenen Ströme bemerkbar.

Dieser Einfluß ist ein doppelter, wie z. B. der Vergleich der Messungen bei 345° in Tabelle 9 und 10 zeigt. Bei geringen Spannungen sind die Ströme bei dem besten Vakuum am größten, bei 2 Volt 32:68; bei höheren Spannungen ist das Verhältnis umgekehrt, bei 424 Volt 460:300. Letzteres ist wohl auf den Eintritt von Stoßionisation zurückzuführen. Bei höheren Temperaturen, z. B. bei 365° in Tabelle 9 und 367° in Tabelle 10 treten die eben geschilderten Verhältnisse noch deutlicher hervor.

Sehr bemerkenswert ist dann noch der große Einfluß, welchen der Elektrodenabstand auf die gemessenen Ströme ausübt. Bei den Messungen in den Tabellen 8 und 10 betrug der Elektrodenabstand 60 bezw. 15 mm, während sich ihre Querschnitte etwa wie 1:2 verhielten. Die gemessenen Ströme aber sind bei dem größeren Plattenabstand um mehr als das 1000 fache kleiner, was durch das stark veränderte Potentialgefälle erklärlich, aber zugleich auch ein Zeichen dafür ist, daß eine etwaige spontane Leitfähigkeit des *Na*-Dampfes nur eine sehr geringe Rolle spielen kann.

Die Leitfähigkeit der Dämpfe von Kalium und Natrium.

Aus den eben beschriebenen Versuchen geht schon hervor, daß eine etwaige spontane Leitfähigkeit der Dämpfe von Kalium und Natrium nur einen sehr geringen Betrag besitzen kann. Um die Frage exakt zu entscheiden, müssen die Bedingungen so gewählt werden, daß sich die Metalle nicht auf den Elektroden niederschlagen können, da sonst stets die Elektronenabgabe der flüssigen Metalle störend hinzukommt. Beim Arbeiten mit gesättigten Dämpfen ist dies aber kaum zu vermeiden. Ich habe daher Versuche mit überhitzten Dämpfen ausgeführt, zumal man wohl annehmen kann, daß eine etwaige spontane Leitfähigkeit der Dämpfe überwiegend von der Temperatur und weniger von ihrer Dichte abhängen wird. Zu dem Zwecke wurden Apparate gemäß Fig. 13 verwendet. Der Elektrodenquerschnitt betrug 1 cm², ihr Abstand 2 cm.

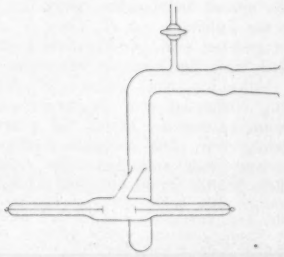


Fig. 13.

Der eigentliche Elektrodenraum konnte durch einen kleinen Ofen für sich erhitzt werden und befand sich stets auf einer etwa 30° höheren Temperatur als das Reservoir, aus dem die Dämpfe in diesen Raum hinüberdestilliert wurden. Ich habe in diesen Gefäßen Versuche mit Kalium bei Temperaturen bis zu 420° und mit Natrium bis zu 500° herauf ausgeführt und bei einer angelegten Spannung von 100 Volt keine galvanometrisch nachweisbare Leitfähigkeit gefunden, obwohl Alkalidämpfe in dem eigentlichen Versuchsraum reichlich vorhanden waren wie daraus hervorging, daß sich in den kalten Seitenrohren des Leitfähigkeitsgefäßes große Mengen der Alkalimetalle kondensierten. Bei noch höheren Temperaturen wurde die Glasleitfähigkeit störend, und es zeigten sich dann Ströme, welche dem Ohmschen Gesetz vollständig gehorchten. Wurden die herausstehenden kalten Elektrodenrohre durch einen Luftstrom gekühlt, so nahmen auch diese Ströme erheblich ab, ein Zeichen, daß sie also nur durch die Leitfähigkeit des Glases bedingt waren.

Nach den im nächsten Kapitel angegebenen Daten berechnet sich für eine Kaliumelektrode von 400° pro cm² ein durch Abgabe negativer Elektronen vermittelter Strom von rund 10000 Skalenteilen. Da andererseits Ausschläge von 0,1 mm mit Sicherheit zu beobachten sind, so ergibt sich, daß der Effekt des flüssigen Kaliums eine etwa vorhandene spontane Leitfähigkeit seines Dampfes bei 400° um mindestens das 100000fache überwiegt. Wenn wir bei tieferen Temperaturen ein ähnliches Verhältnis zwischen diesem Effekt und einer etwaigen spontanen Leitfähigkeit annehmen, so folgt hieraus, daß diese bei Temperaturen unter 300° weit unterhalb der galvanometrisch nachweisbaren Grenze liegen muß. Bei Natrium liegen die Verhältnisse analog, nur daß hier für die Grenze der galvanometrischen Nachweisbarkeit erheblich höhere Temperaturen einzusetzen sind.

Theoretisches.

Die im vorstehenden gewonnenen Resultate mögen noch benutzt werden, um sie mit den theoretischen Überlegungen zu vergleichen, welche von Richardson und anderen über die Abgabe negativer Elektronen von erhitzten Metallen angestellt wurden. Hiernach sollen die bei einer absoluten Temperatur T gemessenen Sättigungsströme i_s einem Ausdruck folgender Form genügen:

$i_s = A \cdot T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{Q}{RT}}$, worin Q die Reaktionswärme darstellt, welche nötig ist, um ein Grammmolekül Elektronen aus dem Metall in Freiheit zu setzen. Wenn dies der Fall ist, so muß die durch die Koordinaten $y = \log i_s$, $-\frac{1}{2}\log T$ und $X = T^{-1}$ dargestellte Kurve eine gerade Linie sein. Als Sättigungsströme habe ich hierbei für K die gemessenen Werte für 55 Volt nach Tabelle 1 eingesetzt. Die berechneten Werte sind in Fig. 14 durch Punkte bezeichnet.

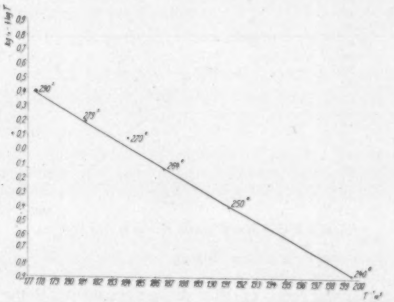


Fig. 14.

Sie schließen sich für die Temperaturen 240, 250, 264, 270 und 279° einer Geraden recht gut an. Der Wert für 290°, von dem wir allerdings schon vorhin erwähnten, daß er bedeutend zu groß ausgefallen ist, weicht aber erheblich von der Geraden ab. Berechnet man auf Grund der in den anderen Tabellen wiedergegebenen Daten einen wahrscheinlichen Wert für 290°, so erhält man den durch einen Kreis gekennzeichneten Wert, der sich der Geraden wieder vorzüglich anschließt.

Für Natrium habe ich die Werte aus Tabelle 10 für 63 Volt als Sättigungsströme eingesetzt. Fig. 15 zeigt, daß sich auch hier alle Werte bis auf den für die höchste Beobachtungstemperatur der Geraden recht gut anschließen.

Für den Wert von Q hatte Richardson bei Natrium $6{,}32 \cdot 10^4$ cal gefunden; meine Werte ergeben für Natrium $4{,}6 \cdot 10^4$ und für Kalium $2{,}9 \cdot 10^4$ cal. Den Potentialsprung an der Oberfläche berechnete Richardson aus seinen Werten zu 2,45 Volt, während meine Zahlen für Natrium 1,92 und für Kalium 1,24 Volt ergeben. Für die Zahl N der in einem Kubikzentimeter enthaltenen freien Elektronen gelangte Richardson für Natrium zu dem unwahrscheinlichen Werte von 10^{26}; meine Werte ergeben für Natrium $N = 6{,}3 \cdot 10^{20}$ und für Kalium $N = 1 \cdot 10^{15}$. Für Kalium sind die Werte für den Potentialsprung an der Oberfläche, für Q und für N wahrscheinlich zu klein ausgefallen, weil bei einem Elektrodenabstand von 2,5 cm und einer

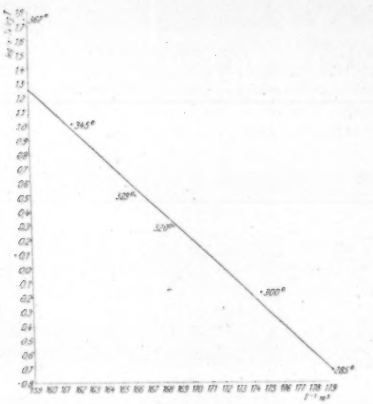


Fig. 15.

Spannung von 55 Volt die gemessenen Ströme noch nicht der Gesamtzahl der abgegebenen Elektronen entsprechen. Nach dieser Richtung sollen die Versuche ergänzt werden.

Zusammenfassung.

Es wurde die Abgabe von Elektronen von Kalium und Natrium und der Einfluß des Vakuums auf diese Effekte bestimmt. Bei hinreichend weitgehendem Vakuum gibt besonders das Natrium ausgeprägte Sättigungsströme, die mit zunehmender Temperatur nach einer Exponentialfunktion anwachsen. Bezüglich der von anderer Seite vermuteten spontanen Leitfähigkeit der Dämpfe von Kalium und Natrium wurde gezeigt, daß diese, mindestens bei Temperaturen bis zu 350° herauf, erheblich unter der Grenze der galvanometrischen Nachweisbarkeit liegen muß.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut.

(Eingegangen 6. April 1911.)

Die Plancksche Konstante h und der Ausdruck $h\nu$.

Von E. Wertheimer.

Um die Bedeutung der Konstanten h und des Ausdrucks $h\nu$ zu ermitteln, wollen wir im Gegensatz zu dem Planckschen Oszillator einen rotierenden Dipol betrachten, ein Bild, wie es sich schon bei W. Wien[1]) und A. E. Haas[2]) findet. Da wir bei ponderabler Materie umlaufende Elektronen annehmen, also damit der Wirklichkeit näher kommen, erscheint das gewählte Bild für den fraglichen Zweck geeigneter. Das Plancksche Strahlungsgesetz wird als richtig vorausgesetzt.

Wir werden im folgenden den Beweis führen, daß es zulässig ist, das Plancksche „Energieelement" ε beliebig zu unterteilen. Wir dürfen daher der Gleichung

$$\varepsilon_0 = h\nu_0$$

eine andere Bedeutung als bei Planck beilegen. Da ε_0 und ν_0 sich offenbar auf denselben Zustand beziehen müssen, interpretieren wir ε_0 als die Energie des Systems in dem Moment, wo der Dipol mit seiner Eigenschwingung rotiert, also kurz als den Eigenwert der Energie des Dipols[1]).

Ein negatives Elektron von der Masse m und dem Radius ϱ rotiere kreisförmig mit der Geschwindigkeit w um ein mit der positiven Einheitsladung e geladenes Zentrum. Der Halbmesser der Bahn sei r. Die Geschwindigkeit w sei genügend weit von der Lichtgeschwindigkeit c entfernt. Dann besteht Gleichgewicht zwischen Zentrifugal- und Zentripetalkraft, wenn

$$\frac{m w^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}$$

oder

$$\frac{m}{2} w^2 = \frac{e^2}{2r}. \qquad (a)$$

Um den Eigenwert der Energie zu erhalten, wollen wir für einen Moment weder Dämpfung durch Strahlung noch einen Einfluß fremder Kräfte zulassen. Wir führen gleichzeitig die Helmholtzsche Schreibweise[3]) für ein Zweikörpersystem ein und versehen w und r zur Kennzeichnung der Eigenschwingung mit dem Index o. Wir erhalten

$$\frac{m}{2} w_0^2 - \frac{e^2}{r_0} = -\frac{e^2}{2r_0} = -\varepsilon_0 \qquad (a')[4]$$

$$L + \Phi = E.$$

Die Eigenschwingung ν_0 ist mit w_0 und r_0 durch die Gleichung verknüpft

$$\nu_0 = \frac{w_0}{2\pi \cdot r_0}. \qquad (b)$$

Setzt man in (a) für m den bekannten Wert ein

1) Elektronen, 2. Aufl., S. 34.
2) Diese Zeitschr. II, 537, 1910.

1) A. E. Haas (l. c.) interpretiert ähnlich ε als den maximalen Wert der Energie des Dipols.
2) Wien, l. c., S. 34.
3) Theoretische Physik I². Gleichungen (138), (138a), (138b), (145b).
4) Die Gleichung (a') ist der mathematische Ausdruck dafür, daß das negative Elektron sich auf einem Kreise bewegt. A. E. Haas berechnet ε doppelt so groß. Wie man übrigens sieht, haben wir bei der Interpretation von ε das Vorzeichen **umgekehrt**.

$$m = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^2 \varrho},$$

so erhält man leicht die Beziehung

$$w_0 = c\sqrt{\frac{3}{2}\frac{\varrho}{r_0}}. \qquad (c)$$

Nun definierten wir

$$\frac{\varepsilon_0}{\nu_0} = h = 6{,}548 \cdot 10^{-27}. \qquad (d)$$

Durch Kombination der Gleichungen findet man für die Eigenschwingung

$$h = \frac{\varepsilon_0}{\nu_0} = \frac{\pi e^2}{w_0} = \frac{\pi e^2}{c}\cdot\sqrt{\frac{2}{3}\frac{r_0}{\varrho}}. \qquad (e)$$

Benutzt man für e den Planckschen Wert $4{,}69 \cdot 10^{-10}$ und für $\frac{e}{m}$ den Wert $c \cdot 1{,}76 \cdot 10^7$, so erhält man

$$w_0 = 1{,}055 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$$
$$r_0 = 2{,}2224 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$
$$\nu_0 = 7{,}554 \cdot 10^{14}$$
$$\varepsilon_0 = h\nu_0 = 4{,}945 \cdot 10^{-12} \text{ Erg}.$$

Wie man sieht, sind sämtliche Größen, w_0, r_0, ν_0, ε_0 und $\frac{\varepsilon_0}{\nu_0}$ bestimmt, sobald ein Wert, hier also $\frac{\varepsilon_0}{\nu_0} = h$, vorgeschrieben wird. Wegen der Form der Entropiegleichungen[1])

$$S = F\left(\frac{U}{\nu_0}\right) = f\left(\frac{U}{\varepsilon_0}\right)$$

tritt gerade diese Größe von der Dimension [Energie × Zeit] in Erscheinung.

Bevor wir zur stationären Wärmestrahlung übergehen, wollen wir jetzt kurz untersuchen, was für Folgen sich aus der Aufnahme eines zweiten Energiequantums ε_0 ergeben. Es kann solches durch Anprall von Röntgenstrahlen, durch einen radioaktiven Vorgang (also momentan) oder auch durch Resonanz (etwa beim lichtelektrischen Effekt, also im Laufe eines endlichen Zeitintervalls) entstehen. Es mag unentschieden bleiben, ob in einem oder anderem Falle die kinetische oder die potentielle Energie des Systems sich vergrößert, in allen Fällen geht die Gleichung (a')

$$\frac{m}{2}w_0^2 - \frac{e^2}{r_0} = -\varepsilon_0 = -h\nu_0$$

$$L + \Phi = E$$

über in

$$L + \Phi = 0$$

und diese Gleichung sagt aus, daß das negative Elektron sich von dem positiv geladenen Zentrum auf einer Parabel entfernt, also frei wird. Ohne daß wir nötig haben, dem „Lichtquantum" $h\nu_0$ eine selbständige Existenz zuzugestehen, ergibt sich also sofort die Austreibung des negativen Elektrons aus den Gesetzen der Mechanik als Konsequenz unserer Interpretation von $h\nu_0$, sobald ein Quantum Energie von der Größe $h\nu_0$ (oder mehr) aufgenommen wird. Diese Konsequenz ist in Übereinstimmung mit Anschauungen, wie sie von Stark, W. Wien und Einstein entwickelt sind, bestätigt also die Richtigkeit der gegebenen Interpretation.

Wir wenden uns jetzt der stationären Wärmestrahlung zu und nehmen an, daß der Dipol in einem mit schwarzer Strahlung erfüllten Raum im Gleichgewicht mit dieser Strahlung sich befindet. Wegen der elementaren Unordnung der Wärmestrahlung wird dann einerseits zwischen den verschiedenen Werten der Energie, welche der Dipol in jedem Moment besitzt, andererseits zwischen dem zeitlichen Mittelwert der Energie[1]) zu unterscheiden sein.

Die Ein- und Ausstrahlung von Energie kann nur dadurch erfolgen, daß entweder die kinetische oder die potentielle Energie des Dipols oder endlich beide sich ändern. Nun sagt aber die Gleichung (e) aus, daß entweder w_0 oder r_0 eine universelle Bedeutung haben müssen. Denn h, e, c und ϱ sind universelle Größen. Wir werden also zwischen den beiden folgenden Hypothesen eine Entscheidung zu treffen haben:

Entweder ist

$$w_0 = \frac{\pi e^2}{h}$$

eine konstante, universelle Rotationsgeschwindigkeit der umlaufenden negativen Elektronen, dann oszilliert das negative Elektron bei seiner Rotation gleichzeitig radial um seine Gleichgewichtslage und gewinnt und verliert dabei potentielle Energie wie beim Zeeman-Effekt,

oder

der Radius r_0 hat eine universelle Bedeutung und bleibt konstant, dann ist die Geschwindigkeit, also die kinetische Energie, des Elektrons variabel.

Nun wird man sich wohl ohne Besinnen für die erste Hypothese entscheiden, besonders da w_0 infolge der Selbstinduktion bei elektromagnetischen Vorgängen als langsam veränderliche Größe zu betrachten sein dürfte. Da es sich jedoch um eine grundlegende Frage handelt, sei noch folgender Beweis gestattet:

Die räumliche Energie des schwarzen Raumes ist bei stationärer Strahlung durch die Gleichungen[2]) gegeben

1) Planck, Wärmestrahlung, Gleichungen (227) u. (200).

1) Planck, l. c., § 123 und § 146.
2) Planck, l. c., Gl. (75) und § 118.

$$u = aT^4 = \frac{1}{8\pi}(\overline{\mathfrak{E}_x^2}+\overline{\mathfrak{E}_y^2}+\overline{\mathfrak{E}_z^2}+\overline{\mathfrak{H}_x^2}+\overline{\mathfrak{H}_y^2}+\overline{\mathfrak{H}_z^2})$$
$$\overline{\mathfrak{E}_x^2} = \overline{\mathfrak{E}_y^2} = \overline{\mathfrak{E}_z^2} = \overline{\mathfrak{H}_x^2} = \overline{\mathfrak{H}_y^2} = \overline{\mathfrak{H}_z^2}.$$

Wir lassen das Elektron in der xy-Ebene rotieren und betrachten der Einfachheit halber nur die durch das Feld $\mathfrak{H}_z$ entstehenden Wirkungen, um einen Vergleich mit dem Zeeman-Effekt zu ermöglichen. Dann wird man sich vorstellen dürfen, daß der in der z-Achse bei stationärer Wärmestrahlung sich abspielende Vorgang hervorgerufen wird durch ein in Richtung und Größe, also zwischen positiven und negativen großen und kleinen Werten in ungeordneter Weise unendlich schnell wechselndes Magnetfeld. Die positive Richtung ist dabei gegen die negative Richtung in keiner Weise bevorzugt. Es muß sich also, wie bei Bucherer[1]) dargestellt, eine Ablenkung des negativen Elektrons nach außen und nach innen ergeben, so daß es um seine Gleichgewichtslage oszilliert, während seine Rotationsgeschwindigkeit wie beim Zeeman-Effekt[1]) konstant bleibt. Für die Felder $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_y$, welche das Elektron aus der xy-Ebene abzulenken suchen, gilt die gleiche Betrachtung, die elektrischen Felder dürfen vernachlässigt werden.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Gleichung

$$h = \frac{\pi e^2}{w_0}$$

identisch ist mit der von Einstein[2]) aus Dimensionalbetrachtungen abgeleiteten Gleichung

$$h = \text{Zahl} \cdot \frac{e^2}{c},$$

nur daß also an die Stelle der Lichtgeschwindigkeit die universelle Rotationsgeschwindigkeit der negativen Elektronen tritt.

Als zweites Resultat der gegebenen Interpretation finden wir also die universelle Rotationsgeschwindigkeit der Gleichung (f), worauf wir später zurückkommen.

Wir haben uns jetzt ein Urteil über den Bereich zu bilden, in dem das negative Elektron bei stationärer Wärmestrahlung während seiner Rotation radial oszillieren kann. Der Bereich ist wegen der Gleichung

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{w_0} \cdot r$$

dem Bereich der absorbierten und emittierten Wellenlängen proportional. Von einer mathematischen Durchführung dieser Aufgabe muß wegen der außerordentlichen Schwierigkeit Abstand genommen werden. Für den Resonator kommt Planck[1]) zu dem Resultat, daß nur die der Eigenschwingung ν_0 unendlich nahe liegenden Frequenzen den Resonator beeinflussen. Wir glauben dasselbe für den rotierenden Dipol annehmen zu dürfen. Denn erfahrungsgemäß verursachen beim Zeeman-Effekt sehr starke Felder nur eine sehr kleine radiale Ablenkung und ferner schwanken die Lichtfelder in der positiven und negativen Richtung so ungeheuer schnell, daß nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit wohl zu keiner Zeit eine große Ablenkung eintreten kann, weil auf eine Ablenkung nach außen unendlich schnell eine solche nach innen folgen wird. Es wird also r zu allen Zeiten nur unendlich wenig von r_0 differieren und auch hier nur ein kleiner Spektralbereich $d\lambda$ für Absorption und Emission in Frage kommen. Wegen der Konstanz von w_0 wird jetzt die Energie des Dipols

$$\frac{m}{2}w_0^2 - \frac{e^2}{r} = -\varepsilon = E', \qquad (g)$$

wo r und ε variabel zu denken sind, sie ist also um den gegen ε_0 unendlich kleinen (positiven oder negativen) Betrag

$$E' - E^0 = \frac{e^2}{r_0} - \frac{e^2}{r}$$

in jedem Moment infolge der Oszillation vergrößert. Daraus folgt auch sofort, daß der zeitliche Mittelwert der Energie (U) unendlich nahe bei E^0 liegen muß.

Wir haben nun den Beweis zu führen, daß es zulässig ist, das Energiequantum ε_0 ganz beliebig zu unterteilen. Dem Gedankengange bei Planck[2]) folgend, betrachten wir eine sehr große Zahl (N) Dipole und betrachten das unendlich kleine Zeitelement τ. Die in dieser Zeit τ von sämtlichen N Dipolen ausgestrahlte Energie, welche nur einen unendlich kleinen, aber ganz bestimmten Bruchteil der Gesamtenergie U_N beträgt, wollen wir als freie Energie U_f, den Rest als gebundene Energie U_g bezeichnen. Dann ist für das nächste Zeitelement τ nur die Energie U_f zur Einstrahlung verfügbar. Wir haben

$$NU = U_f + U_g = U_N,$$

und

$$U_f = \frac{U_N}{q},$$

wo q eine große Zahl ist. Wenn wir N genügend groß nehmen, werden diese Gleichungen auch für einen Dipol für die Zeit $N \cdot \tau$ richtig sein, so daß wir einen zeitlichen Mittelwert erhalten. Wir teilen nun U_f in P gleiche Teile von der Größe ζ und erhalten

1) Einführung in die Elektronentheorie, S. 98.
2) Diese Zeitschr. **10**, 192, 1909.

1) l. c., § 120.
2) l. c., § 147 u. 148.

$$P = \frac{U_f}{\zeta} = \frac{U_N}{\varepsilon},$$

wo $$\varepsilon = q \cdot \zeta.$$

Anstatt von den Energieelementen ε möge nun der Dipol von den unendlich viel kleineren Energieelementen ζ beliebig viele zu seiner gebundenen Energie $\frac{U_\varepsilon}{N}$ (einer konstanten Größe) addieren können. Dann erhalten wir genau wie bei Planck

$$S = K\{(N+P)\log(N+P) - N\log N - P\log P\}$$

und durch die konforme Umformung die Gleichung

$$S = K\left\{\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right)\log\left(1+\frac{U}{\varepsilon}\right) - \frac{U}{\varepsilon}\log\frac{U}{\varepsilon}\right\}^{1}).$$

Da ζ kein definiertes Quantum ist, sondern seine Größe willkürlich von dem stetig veränderlichen τ abhängt, so ist eine ganz beliebige Unterteilung von ε möglich.

Wir können jetzt noch die Temperatur bestimmen, bei der unser Dipol mit stationärer Wärmestrahlung im Gleichgewicht ist. Da die Ausstrahlung, wie eine Rechnung von Wien[2]) zeigt, ungeheuer groß ist, muß auch die Einstrahlung ungeheuer groß sein, also ebenso die räumliche Strahlungsdichte der Schwingungszahl ν_0, welche wir gemäß dem Planckschen Strahlungsgesetz durch Erhöhung der Temperatur auf jeden beliebigen Betrag bringen können. Ob diese Temperatur in der Natur vorkommt, ist nach Planck[3]) für die Theorie gleichgültig, solange sie mit den Gesetzen der Elektrodynamik und Thermodynamik verträglich ist.

Es wurde nachgewiesen, daß der zeitliche Mittelwert

$$U = h\nu = \frac{h\nu_0}{e^{\frac{h\nu_0}{KT}} - 1}$$ [4])

unendlich nahe bei $h\nu_0$ liegt. Es ist also

$$\frac{h\bar{\nu}}{h\nu_0} = 1 + \xi,$$

wo ξ unendlich klein ist, also

$$\frac{h\nu_0}{KT} = \log\left(1+\frac{\nu_0}{\nu}\right) = \log(2-\xi)$$

und mit genügender Annäherung

$$T = \frac{h\nu_0}{K\log 2} = 1{,}443\,\frac{h\nu_0}{K} = 53030.$$

Für jedes andere Modell würde sich entsprechend dem verschiedenen ν_0 eine andere Temperatur ergeben[1]).

Die außerordentliche Höhe der hier für unser Modell gefundenen Gleichgewichtstemperatur sagt nur dasselbe aus, was bereits Wien[2]) mit anderen Worten ausgesprochen hat, daß nämlich der betrachtete Dipol — bei gewöhnlichen Temperaturen — in unendlich kurzer Zeit seine ganze Energie verlieren und Zerfall der Materie eintreten muß. Auf die sich hieraus ergebenden Folgerungen, wie sie schon Wien[2]) gezogen hat, wollen wir später eingehen, wir wenden uns zunächst der gefundenen universellen Geschwindigkeit zu.

Da dürfte der Hinweis interessieren, daß eine universelle Rotationsgeschwindigkeit der negativen umlaufenden Elektronen tatsächlich experimentell gefunden zu sein scheint, nämlich bei den δ-Strahlen, worüber Greinacher[3]) folgendes mitteilt:

„Die δ-Strahlen oder langsamen β-Strahlen des Poloniums haben eine Geschwindigkeit von ungefähr $3 \cdot 10^8$ cm·sec^{-1}. Eine Aussendung von δ-Strahlen ist von allen α-Strahlenprodukten der radioaktiven Körper zu erwarten. Nachgewiesen ist sie bis jetzt an den Emanationen des Aktinium, Radium, Thorium, für Aktinium B, Radium A, B, F (Polonium) und Thorium A.

Es ist anzunehmen, daß die Geschwindigkeit der δ-Strahlen in allen Fällen annähernd dieselbe ist. Nach unseren heutigen Vorstellungen bestehen diese Strahlen ja aus Elektronen, welche ursprünglich die Atome umkreisten. Durch den radioaktiven Vorgang werden sie aus ihrer geschlossenen Bahn herausgeschleudert und behalten dabei ihre ursprüngliche Geschwindigkeit bei".

Im Gegensatz zu der aus der Konstanten h abgeleiteten Geschwindigkeit

$$1{,}055 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$$

erhalten wir also hier die etwa dreimal so große der δ-Strahlen

1) Falls es richtig erscheint, wird man die freie Energie auch etwas anders definieren können. Der kleinste Abstand vom Zentrum der Bahn, den das negative Elektron bei seinen radialen Oszillationen erreichen kann, sei mit $r_{\min}$ bezeichnet. Dann kann jeder Dipol höchstens

$$E^0 - E^{\min} = \left(\frac{e^2}{r_{\min}} - \frac{e^2}{r_0}\right) \text{ Energie}$$

abgeben, die N Dipole, also höchstens

$$N\left\{\frac{e^2}{r_{\min}} - \frac{e^2}{r_0}\right\} = U_f,$$

ein Betrag, der ebenfalls einen bestimmten, unendlich kleinen Bruchteil von U_N bildet.

2) l. c., S. 34.

3) l. c., § 104.

4) Planck, l. c., Gl. (231).

1) Diese Berechnung dürfte auch für einen Oszillator gültig sein. Denn wäre die stationäre Wärmestrahlung ein geordneter Vorgang, so würden sich die Wirkungen in der +-Richtung durch die Wirkungen in der —-Richtung genau kompensieren, also

$$U = h\nu_0$$

sein. Die elementare Unordnung dürfte nur einen unendlich kleinen Unterschied zwischen den beiden Werten zur Folge haben können.

2) l. c., S. 34—36.

3) Neuere Strahlen (1909), S. 8—9.

$$3 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Die Frage, woher dieser Unterschied kommt, muß offen bleiben. Es sei jedoch auf folgende zwei Möglichkeiten hingewiesen:

1. Wir haben angenommen, daß sowohl die negative wie die positive Ladung aus je einem Elementarquantum besteht, denn nur dann ergibt die Gleichung

$$w = \frac{\pi \overset{-}{e} \cdot \overset{+}{e}}{h}$$

den errechneten Betrag. Nun trägt aber ein α-Teilchen tatsächlich eine doppelte positive Ladung, wodurch sich auch w verdoppelt. Die zweite negative Ladung mag dann weiter von Einfluß sein.

2. In der Theorie der Dämpfe wird zwischen drei Gruppen

a) den einatomigen Substanzen,
b) den normalen Substanzen,
c) den anomalen Substanzen

unterschieden. Ihre Eigenschaften sind bei Kuenen[1]) ausführlich diskutiert. Besonders die anomalen Substanzen, welche meist eine OH-Gruppe enthalten, weisen durch ihre große Dielektrizitätskonstante[2]) darauf hin, daß elektromagnetische Ursachen bei ihrem Verhalten mitsprechen. Es mag die universelle Rotationsgeschwindigkeit der Elektronen noch von der „Konstitution der in der Natur vorhandenen Oszillatoren"[3]) abhängig sein.

Zum Schluß sei gestattet, eine Schilderung zu versuchen, wie bei einem molekularen System im Dampfzustande die Ein- und Ausstrahlung von Energie vor sich gehen mag, wie man also von der gefundenen ungeheuer hohen Temperatur zu gewöhnlichen Temperaturen gelangen kann[4]). Zur Rechtfertigung dieses Versuches kann ich anführen, daß die Darstellung in Übereinstimmung mit der von W. Wien[5]) entwickelten Anschauung ist und daß ich durch die Interpretation der von mir gefundenen Gleichung des Wasserdampfes,

$$p_s + A p_s^2 = \frac{R}{m} \cdot 330 \left\{\frac{1}{v} + \frac{B}{v^2}\right\} = C T_s^{16}{}^{6}),$$

also auf Grund der Erfahrung, dazu gelangt bin. Die Gleichung erfüllt, da sie für den Sättigungszustand gilt, die Bedingung von Planck[7]), daß der Zustand durch die Temperatur allein bestimmt ist, und hat die von Einstein[1]) zur Gültigkeit des Planckschen Strahlungsgesetzes verlangte Form. Ihre Interpretation scheint die folgenden Annahmen zu verlangen:

Synchrone Rotation von Molekel und Elektron auf einer freien Weglänge mit einer konstanten, von der Temperatur unabhängigen Geschwindigkeit,

Wechselwirkung zwischen (potentieller) Energie der Elektronen und Translationsenergie der Molekeln,

und gelangt man damit zur folgenden Vorstellung:

Molekel und Elektron rotieren auf einer freien Weglänge mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit (synchron), sind also in relativer Ruhe [W. Wien, l. c.], und zwar dadurch, daß bei dem Übergang in den Dampfzustand die umlaufenden negativen Elektronen die Molekeln zur Mitrotation veranlassen[2]). Ein Energieumsatz erfolgt, wenn eine Molekel gegen eine Grenzfläche oder gegen eine andere Molekel prallt, und zwar in folgender Weise: Durch den Zusammenstoß wird das negative Elektron radial um eine kleine Strecke verschoben, wie von Wien[3]) dargestellt, und gewinnt dabei potentielle Energie (Einstrahlung von Energie, Arbeit gegen die Zentrifugalkraft). Sobald die Molekeln sich wieder getrennt haben, oszilliert es entsprechend dem Planckschen Bilde um seine Gleichgewichtslage, und zwar so lange, bis die Oszillation — in unendlich kurzer Zeit — durch Dämpfung abklingt (Ausstrahlung der potentiellen Energie). Denn die Oszillation würde nur bei unendlich hoher Temperatur (von der Größenordnung der gefundenen, 53 030° abs.) dauernd bestehen können. Die elastischen Kräfte entstehen durch das Bestreben des Elektrons, in seine durch die universelle Rotationsgeschwindigkeit bestimmte Gleichgewichtslage zurückzugelangen.

1) Zustandsgleichungen, S. 138—156.
2) Vgl. Drude, Optik, S. 373 u. 378; ferner Winkelmann, Handbuch der Physik IV, 2. Aufl., S. 134 u. 135.
3) Planck, l. c., Schlußwort.
4) Bei festen Substanzen mit ihrer unendlich kleinen freien Weglänge scheint ein rotierender Dipol durchaus zulässig zu sein, was jedoch nicht untersucht werden soll.
5) l. c., S. 36.
6) Diese Zeitschr. **12**, 91, 1911.
7) l. c., § 25, § 61, § 104.

1) Diese Zeitschr. **10**, 190, 1909:

$$\left[\varrho_\nu + C\varrho_\nu^2\right] = \left[\text{Energie}\left\{\frac{1}{v} + \frac{B}{v^2}\right\}\right].$$

2) Hierzu wird ein Teil der latenten Wärme verbraucht (Rotationsenergie der Molekeln).
3) l. c., S. 34.

(Eingegangen 13. März 1911.)

Zu Herrn v. Ignatowskys Behandlung der Bornschen Starrheitsdefinition. II[1]).

Von P. Ehrenfest.

Zur größeren Deutlichkeit erlaube ich mir folgende Konstatierungen.

1. Kann ein Körper, welcher der Bornschen

1) I: diese Zeitschr. **11**, 1127, 1910.

Starrheitsdefinition genügt, von Ruhe zu gleichförmiger Rotation übergehen? — Ich, Herglotz, Noether hatten gezeigt[1]): Nein. Herr v. Ignatowsky behauptete[2]), aus seinen Rechnungen ergebe sich: Ja. — Mein Protest[3]) hat ihn gezwungen zuzugeben[4]): a) daß aus seinen diesbezüglichen Rechnungen nichts derartiges folgt, b) daß seine Behauptung an sich falsch ist.

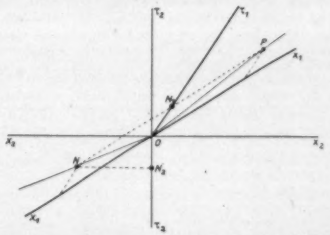
2. Kann ein Bornscher Körper krummlinig-translatorische Bewegungen ausführen? — Herglotz und Noether hatten gezeigt: Ja. — Herr v. Ignatowsky behauptete, aus seinen Rechnungen ergebe sich, daß ausschließlich geradlinig-translatorische Bewegungen möglich sind. — Ein brieflicher Protest des Herrn Noether hat ihn gezwungen, zuzugeben[5]), a) daß aus seinen diesbezüglichen Rechnungen nichts derartiges folgt, b) daß seine Behauptung an sich falsch ist.

3) Gesetzt, ein Signalisierungsprozeß Ω sei so beschaffen, daß eine Schar (relativ zueinander ruhender) Beobachter B_1 von ihm aussagen könnte: Mit Hilfe des Prozesses Ω können wir einander in allen Richtungen Signale mit der Überlichtgeschwindigkeit C zusenden. Würde dies für einen passend gegen sie bewegten Beobachter B_2 ein „Telegraphieren in die Vergangenheit" bedeuten? — Mit einer Einfachheit und Klarheit, die jedes weitere Mißverständnis füglich hätte ersparen müssen, hatte Herr Einstein gezeigt[6]): Ja. Trotz redaktioneller Warnung von seiten des Herrn W. Wien[7]) hat Herr v. Ignatowsky seine gegenteilige Meinung publiziert, die ersichtlich falsch ist[8]).

Herr v. Ignatowsky gelangte in seiner Arbeit „der starre Körper und das Relativitätsprinzip" zu keinerlei anderen neuen Resultaten als zu den oben zusammengestellten drei unrichtigen. Danach ist wohl zu verstehen, daß der Autor — die Behandlung des allzu präzis definierten „relativ-starren" Körpers verlassend — sich nunmehr[1]) dem anregenddehnbaren Fragegebiet des „relativ-elastischen" Körpers zuwendet. Inwieweit die von Herrn v. Ignatowsky in dieser Richtung bisher publizierten Formelreihen mit dem von ihm wiederholt zitierten Planckschen Programm etwas zu tun haben, wird sich ja wohl in nicht allzu ferner Zeit überblicken lassen[2]).

1) P. Ehrenfest, diese Zeitschr. **10**, 918, 1909; G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910; F. Noether, Ann. d. Phys. **31**, 607, 1910.
2) Ann. d. Phys. **33**, 1127, 1910.
3) Diese Zeitschr. **11**, 1127, 1910.
4) Diese Zeitschr. **12**, 164, 1911.
5) Ann. d. Phys. **34**, 373, 1911.
6) Jahrb. d. Radioaktiv. **4**, 411, 1907.
7) Siehe Fußnote zu § 6 in W. v. Ignatowsky, Ann. d. Phys. **33**, 607, 1910.
8) Die graphische Darstellung in der Minkowskischen ($x, \tau = ct$)-Ebene gestattet die Sachlage bequem zu überblicken. Das fundamentale Koordinatensystem Ox_2, $O\tau_2$ ist vom Standpunkt des Beobachters B_2 gewählt. $O\tau_1$ „Weltlinie" eines Beobachters B_1, wie sie von B_2 protokolliert wird. Ox_1 Inbegriff aller Weltpunkte, die vom Standpunkt des B_1 mit dem Weltpunkt O gleichzeitig sind ($\tau_1 = o$). OP- und ON-Linien, welche den Lauf zweier Signale darstellen, von denen B_1 sagen würde: „ich signalisiere von O aus nach beiden Seiten mit einer Geschwindigkeit, die viel größer ist als die Lichtgeschwindigkeit" (OP und ON fallen ja beinahe mit der Gleichzeitigkeitslinie" des Beobachters B_1 zusammen, laufen also für ihn „beinahe ∞ rasch"). Über das Weltpunktpaar N und O müssen dann B_1 und B_2, wie die Zeichnung zeigt, folgendermaßen urteilen.

B_1: Ereignis $O(\tau_1 = o)$ ist Ursache von $N(\tau_1$ mit $ON_1 > O)$
B_2: Ereignis $N(\tau_2 = ON_2 < O)$ ist Ursache von $O(\tau_1 = O$.



Diese Folgerung aus der Existenz von Überlichtgeschwindigkeitssignalen ist es ja gerade, auf die Herr Einstein (l. c.) aufmerksam machte und für die man neuerdings das Schlagwort „in die Vergangenheit telegraphieren" geprägt hat. — Hätte Herr v. Ignatowsky sich die Ausführungen des § 6 seiner Arbeit nicht nur für den Fall ∞ hoher, sondern auch für den Fall „beinahe ∞ hoher" Fortpflanzungsgeschwindigkeit überlegt und die beiderseitige Signalausbreitung von einem mittleren Punkt seines Stabes aus verfolgt, so hätte er wohl gesehen, daß alles, was er über Herrn Einsteins Überlichtgeschwindigkeits-Bemerkung im § 6 schrieb und in Königsberg vortrug, falsch war. — Daß übrigens die spezielle Anordnung, die Herr v. Ignatowsky an jener Stelle als Beispiel einer Signalisierung anführt, überhaupt gar nicht als Signalisierung gelten kann, hat noch Herr Laue (diese Zeitschr. **12**, 85, 1911) gezeigt.

1) Diese Zeitschr. **12**, 164, 1911.
2) Das, was Herr Varičak, diese Zeitschr. **12**, 168, 1911 über die Pausbilder bewegter Bornscher Körper sagt halte ich für unrichtig. Im Interesse der Klarstellung der Frage bei möglichster Verkürzung der Diskussion werde ich mich mit H. Varičak brieflich verständigen, damit wir dann schon gemeinsam den richtigen Sachverhalt publizieren können.

St. Petersburg, 15. März 1911.

(Eingegangen 17. März 1911.)

Zum Ehrenfestschen Paradoxon.

(Auszug aus einem Briefe an Prof. V. Varićak in Agram.)

Von W. v. Ignatowsky.

Das Beispiel, welches Sie anführen[1]), habe ich mir früher schon genau überlegt und möchte Ihnen im folgenden das Resultat mitteilen.

Es sei AB (Fig. 1) ein Stab von der Ruhelänge l, der sich in der Richtung des Pfeiles

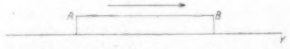


Fig. 1.

mit der konstanten Geschwindigkeit v bewegt in bezug auf einen ruhenden unendlich langen Papierstreifen, dessen Schnittlinie mit der Zeichenebene XY ist. Der Stab AB hat zwei Spitzen, die den Streifen XY ständig berühren. Der mit dem Stab bewegte Beobachter mißt die Zeit t', und der mit den Streifen ruhende Beobachter mißt die Zeit t. In einem Moment t bewegt der ruhende Beobachter den Streifen in seiner ganzen Länge senkrecht zu XY. Für den gestrichenen Beobachter wird dies nicht in einem bestimmten Moment t' zustande kommen, sondern der Streifen wird ihm geknickt erscheinen (Fig. 2), und der Knick cd wird sich für

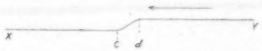


Fig. 2.

den gestrichenen Beobachter mit der Geschwindigkeit $\frac{c^2}{v}$ in Richtung des Pfeiles bewegen[2]). Im nächsten Moment t_1 bringt der ruhende Beobachter den Streifen in die frühere Lage. Hierbei wird für den gestrichenen Beobachter ein Knick von entgegengesetzter Richtung entstehen. Im ganzen wird für den letzteren Beobachter

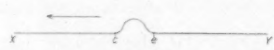


Fig. 3.

sich ein Berg ce (Fig. 3) mit der Geschwindigkeit $\frac{c^2}{v}$, in Richtung des Pfeiles bewegen, wobei die Länge ce, von der Zeit $t_1 - t$ abhängt.

1) Diese Zeitschr. **12**, 169, 1911.
2) W. v. Ignatowsky, Der starre Körper und das Relativitätsprinzip. Ann. d. Phys. **33**, 627—630, 1910.

Da der Streifen die Spitzen berührt, so wird beim Passieren des Berges ce an den Spitzen, im Papier je ein Schlitz von der Länge ce entstehen. Machen wir $t_1 - t$ unendlich klein, so geht Fig. 3 in Fig. 4 über, d. h. der ruhende Beobachter schlägt mit einem Ruck eine Pause. ce wird unendlich klein und er erhält zwei Löcher. Wir wollen den Abstand der beiden Löcher bestimmen.

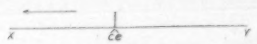


Fig. 4.

Der Berg ce in Fig. 4 bewegt sich in bezug auf den gestrichenen Beobachter mit der Geschwindigkeit $\frac{c^2}{v}$. Also ist die Zeit, für den letzteren Beobachter, die nötig ist, damit der Berg den Stab l durchläuft, gleich $\frac{lv}{c^2}$. Während dieser Zeit hat sich aber der Stab in bezug auf den bewegten Beobachter um eine Strecke $\frac{lv^2}{c^2}$ bewegt. Folglich ist der Abstand der beiden Löcher, synchron gemessen, für den gestrichenen Beobachter gleich

$$d' = l\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right). \qquad (1)$$

Mißt der ruhende Beobachter dieselbe Strecke synchron, so erhält er d. Anderseits wissen wir, daß

$$d = \frac{d'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (2)$$

ist, also

$$d = l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \qquad (3)$$

d. h. d ist die vom ruhenden Beobachter synchron gemessene (mit Hilfe der Pause) Länge des bewegten Stabes AB. Für den mit dem Streifen ruhenden Beobachter bewegt sich der Berg (Fig. 4) mit unendlich großer Geschwindigkeit. Es wird also der ruhende Beobachter bei der Anfertigung der Pause tatsächlich eine synchrone Messung der Länge des bewegten Stabes ausführen.

Macht also der ruhende Beobachter beim ruhenden Stabe eine Pause II und beim bewegten Stab eine Pause II_1, so werden II und II_1 nicht gleich sein.

Berlin, den 7. März 1911.

(Eingegangen 16. März 1911.)

BESPRECHUNGEN.

J. Finger, Elemente der reinen Mechanik als Vorstudium für die analytische und angewandte Mechanik und für die mathematische Physik an Universitäten und technischen Hochschulen sowie zum Selbststudium. 3. Auflage. gr. 8. XV u. 842 S. mit 213 Figuren. Wien, Alfred Hölder. 1911. M. 22.—, gebunden M. 24.50

Die Bestimmung dieses Werkes, welches im Anschluß an eine mehr als dreißigjährige Lehrtätigkeit des Verfassers an der Wiener Technischen Hochschule in seinen beiden ersten Auflagen besonders in Österreich eine ziemliche Verbreitung erlangt hat, ist durch den Titel hinreichend gekennzeichnet. Es umfaßt außer den Grundlagen der Statik, Kinematik und Dynamik des materiellen Punktes und der starren Systeme die Elemente der graphischen Statik sowie einen Abriß der Hydrodynamik. Die Mechanik elastischer Körper hat der Verfasser mit Rücksicht auf den ohnehin schon großen Umfang des Buches ausgelassen und verweist dafür in der wieder abgedruckten Vorrede zur zweiten Auflage auf einige seiner Abhandlungen in den Wiener Berichten über Gegenstände der Elastizitätstheorie, die allerdings kaum in den Rahmen des vorliegenden durchaus elementar gehaltenen Werkes passen dürften.

Von den zehn Kapiteln des Buches gibt das erste vorwiegend Definitionen der hauptsächlichen Größen mit einer Kennzeichnung der verschiedenen Körperarten und der drei Prinzipe der Trägheit, der Unabhängigkeit gleichzeitiger Bewegungen (vom Verfasser „Prinzip der unveränderlichen relativen Wirkung" genannt) sowie der Wechselwirkung. Am Schlusse wird aus der Mechanik als der Wissenschaft von den Bewegungen und Kräften die reine oder theoretische Mechanik herausgehoben, die im Gegensatze zur angewandten Mechanik nicht auf besondere Kräfte und Bewegungsarten, wie sie z. B. die Technik darbietet, einzugehen hat. In der Tat beschränkt sich der Verf. in den mehrfach eingeschobenen Beispielen des ganzen Werkes fast ausschließlich auf die Wirkungen der Schwerkraft, deren allgemeine Bedeutung gewiß zuzugeben ist. Indessen darf nicht übersehen werden, daß damit eine Fülle ebenso schöner, wie wichtiger Probleme ausgeschaltet wird, die in anderen modernen Schriften den Lehrgang außerordentlich beleben und gleichzeitig den Leser zu selbständigen Untersuchungen anleiten. Das ist besonders wichtig für das Selbststudium, dem das vorliegende Werk ebenfalls dienen soll, und kann meines Erachtens auch durch Hinzunahme und Durcharbeitung einer Aufgabensammlung nicht vollständig ersetzt werden, da eine solche der Natur der Sache nach sich mit leichten Problemen zur Einübung der Grundgesetze begnügen muß. Der Universitätsstudent findet ja Übungsstoff genug in der mathematischen Physik, der Potentialtheorie und der in ihren Elementen in das vorliegende Buch aufgenommenen Himmelsmechanik, während der Studierende der technischen Hochschule hierfür auf die theoretische Maschinenlehre angewiesen ist, die im Deutschen Reich fast überall als selbständiges Lehrfach aufgegeben wurde. Wir können darum in der Mechanik die ausgiebige Behandlung technischer Probleme nicht entbehren, die allerdings einem Mathematiker, wie dem Verfasser, fern liegen. Daraus haben wir die Folgerung gezogen, den Unterricht in der Mechanik an technischen Hochschulen, wenn irgend möglich, in der Praxis erfahrenen, dabei aber mathematisch geschulten Ingenieuren zu übertragen, was bei den hohen wissenschaftlichen Anforderungen der heutigen Industrie keinen Schwierigkeiten mehr begegnet.

Das zweite Kapitel, die Statik des materiellen Punktes, ist hauptsächlich der Zusammensetzung und Zerlegung der Kräfte sowie dem Hebelgesetz gewidmet, wobei der Verf. ein ihm eigentümliches Kräfteschema anwendet. Daran schließt sich im dritten Kapitel die Kinematik des Punktes, d. h. die Zusammensetzung von Geschwindigkeiten und Beschleunigungen. In der darauf folgenden Dynamik des Punktes treten als neue Begriffe die Masse, die Arbeit und der Antrieb auf, wobei die Beziehungen des technischen und absoluten Maßsystems erörtert werden. Auch die Reibung ist hier besprochen, sowie die Fallbewegung mit Luftwiderstand, während die Dämpfung gelegentlich der auch sonst nur sehr kurz behandelten Schwingungsbewegung übergangen ist. Dasselbe gilt von den erzwungenen Schwingungen mit der so überaus wichtigen Resonanz, die unbeschadet der vom Verf. erstrebten Allgemeinheit hier am Platze wären, da es gar nicht nötig ist, über die Art des Impulses irgendwelche besonderen Annahmen zu machen.

Die Statik des linearen materiellen Punktsystems umfaßt die Theorie der Seilpolygone und Kettenlinien, der im sechsten Kapitel das D'Alembertsche Prinzip folgt. Daran schließt sich die Kinematik des starren Punktsystems, d. h. die Zusammensetzung der allgemeinen Bewegung aus Translation und Drehungen, während das sehr umfassende achte Kapitel die Statik des starren Körpers bringt. Hier tritt uns zuerst der Begriff des Kräftepaares entgegen; dazu kommen nach ausführlichen graphostatischen Erörterungen die Schwerpunktssätze mit zahlreichen Schwerpunktsbestimmungen geometrischer Gebilde. Bei dieser Gelegenheit wird auch die Dichte und das spezifische Gewicht eingeführt, und in einer Einschaltung auf die Dichtemessungen des Erdkörpers hingewiesen, wobei die Attraktion homogener Kugelschalen flüchtig berührt wird. Auch dieser Punkt scheint mir im Rahmen des Buches eine eingehendere Behandlung zu verdienen.

Die Dynamik des starren Systems basiert auf den sechs Bewegungsgleichungen des D'Alembertschen Prinzips, das schließlich noch in der Lagrangeschen Form mit virtuellen Verschiebungen angeschrieben wird. Die Umformung der Momentengleichungen in die Eulersche Form mit den drei Hauptträgheitsmomenten, die der Verf. nicht bringt, hätte sich recht gut an die Diskussion des Trägheitsellipsoids angeschlossen. Ein großer Teil dieses Kapitels, das mit der elementaren Stoßtheorie abschließt, entfällt auf die Berechnung von Trägheitsmomenten. Recht lesbar ist das Schlußkapitel über die Hydromechanik, in der sich der Verf. zwar auf die Stromfadentheorie beschränkt, aber doch im Gegensatz zu anderen neueren Autoren auch nicht stationäre Strömungen betrachtet. Schließlich sei noch erwähnt, daß der Text des Buches durchaus verständlich abgefaßt und durch sehr saubere Figuren ergänzt ist; in den Anmerkungen finden sich gelegentlich interessante historische Notizen über die Entwickelung der vorgetragenen Lehren. Wenn wir nach dem Vorstehenden für den Unterricht an einer modernen technischen Hochschule manches Wichtige vermissen, so ist doch anzuerkennen, daß der Verfasser seine reiche Lehrerfahrung wirksam zum Ausdruck gebracht hat, die dem Studium seines Werkes seitens angehender Mathematiker und Physiker einen guten Erfolg verspricht. H. Lorenz.

R. Abegg u. O. Sackur, Physikalisch-chemische Rechenaufgaben. Sammlung Göschen. Nr. 445. XVI u. 104 S. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1909. Geb. M. —80

Das vorliegende Bändchen stellt eine außerordentlich dankenswerte Bereicherung der Hilfsmittel beim Unterricht in der physikalischen Chemie dar. Die Verfasser haben sich der Mühe unterzogen, eine größere Anzahl Aufgaben aus den verschiedenen Gebieten der physikalischen Chemie genau dem Leser vorzurechnen. Erst auf diese Weise lernt der Physikochemiker, der sich die Gesetze seiner Wissenschaft in ihren Grundzügen theoretisch angeeignet hat, seinen Wissensschatz praktisch zu gebrauchen und sich selbständig zu bewegen. Behandelt werden u. a. Aufgaben aus der Theorie der verdünnten Lösungen, Anwendungen der Clausius-Clapeyronschen Gleichung, Aufgaben aus der Thermochemie, Gasgleichgewichte (Reaktionsisotherme und Reaktionsisochore, Maximalausbeuten), Berechnung der Affinitäten, Reaktionskinematik und endlich Rechnungen aus dem Gebiet der Elektrochemie, insbesondere Potentialrechnungen.

Das Büchlein wird jedem an der physikalischen Chemie Interessierten, der die Mühe der denkenden Nachrechnung nicht scheut, von sehr großem Werte sein. K. Jellinek.

E. Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. 11. verbesserte und vermehrte Auflage. gr. 8. XXII u. 450 S. mit 432 Originalabbildungen im Text. Tübingen, J. C. B. Mohr (Paul Siebeck). 1910. M. 7.—, geb. M. 8.—

Die neue elfte Auflage des Warburgschen Lehrbuches enthält neu hinzugefügt Artikel über die Gaedepumpe, die Leistungen der Quecksilberpumpen, das Stokessche Gesetz für die Bewegung kleinster Teilchen in einer Flüssigkeit, über verschiedene Berechnung der Loschmidtschen Zahl (Brownsche Molekularbewegung, Wärmestrahlung), das Dopplersche Prinzip und die Hittorfsche Überführungszahl. Ferner ist größtenteils neu ein Kapitel über elektrische Leitung in Metallen, Elektrolyten und Gasen, in dem insbesondere die Artikel Sättigungsstrom, Beweglichkeit der Gasionen, Gasionen als Kondensationskerne, stille Entladung, Glimm- und Bogenentladung zu erwähnen sind. Endlich ist ebenfalls zum größten Teil neu ein Kapitel über elektrische Konvektionsstrahlen, Röntgenstrahlen und Radioaktivität. Die Neuauflage des durch seine klassische Kürze ausgezeichneten Lehrbuchs, dessen vorletzte Auflage aus dem Jahre 1908 datiert, wird jedem Studierenden der Physik willkommen sein.
K. Jellinek.

Tagesereignisse.

Die XCIV. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft findet in diesem Jahre vom 30. Juli bis 2. August in Solothurn statt.

Von Interesse für die Leser dieser Zeitschrift sind folgende Vorträge:

Georges Claudes, La Liquéfaction de l'air, son état actuelle et ses applications. (31. Juli.)

Prof. Dr. P. Gruner, Die neueren Vorstellungen über das Wesen der Elektrizität. (2. August.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Tübingen Dr. Eduard Letsche zum Direktor des Laboratoriums der Chemischen Fabrik Röhm & Haas in Darmstadt, der Direktor der Compania Alemania Transatlantica de Electricidad in Buenos Aires Fritz Cramer zum a. o. Professor der Elektrotechnik an der Nationaluniversität in La Plata, der ord. Professor für höhere Geometrie und sphärische Astronomie an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Wenzel Láska zum ord. Professor für Mathematik an der Böhmischen Universität Prag, der Privatdozent für Mathematik an der Technischen Hochschule Zürich Dr. L. Gust. du Pasquier zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Neuchâtel.

Verliehen: Dem ord. Professor für Technische Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin Dr. Alexander Herzfeld der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten für Geophysik an der Universität Göttingen Dr. G. Angenheister der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der a. o. Professor der Agrikulturchemie an der Universität Göttingen Geh. Regierungsrat Dr. Bernhard Tollens (zum 1. Oktober 1911), der ord. Professor der Chemie an der Universität Basel Dr. Rudolf Nietzki, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Neuchâtel Dr. Louis Isely.

Gesuche.

Gesucht zum sofortigen Eintritt

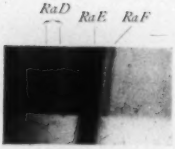
Physiker

mit abgeschlossener Hochschul- oder Universitätsbildung für das Laboratorium einer Großfirma Berlins. Herren, welche an die selbständige Durchführung technisch-wissenschaftlicher Untersuchungen und Messungen (besonders photometrischer Messungen) gewöhnt und auch zu techn.-wissenschaftl. literarischen Arbeiten befähigt sind, wollen Angebote mit Lebenslauf, Angabe der Gehaltsansprüche und Eintrittszeit einreichen a. d. Exped. ds. Zeitschr. unter **S. H. 345.**

Promovierter Physiker,

z. Z. Hochschulassistent, **sucht** Stellung als Assistent an einem physikalischen Institut oder als Laboratoriumsphysiker in staatlichem oder privatem industriellen Betriebe. Offerten erbeten unter **K. M. 185** an den Verlag dieser Zeitschr.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner, Nachweis von β-Strahlen bei Radium *D*.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.